

## Masterarbeit

### Dämpfung der Schaltoszillationen von SiC-Hochstrom-MOSFET

von

Hannes Krünägel

eingereicht am

18.02.2020

**Gutachter/Betreuer:**

Prof. Dr.-Ing. Hans-Günter Eckel

Dipl.-Ing. Florian Sawallich

**Institut für Elektrische Energietechnik**

Universität Rostock

Fakultät für Informatik und Elektrotechnik

Albert-Einstein-Str. 2

18059 Rostock

[https://doi.org/10.18453/rosdok\\_id00002649](https://doi.org/10.18453/rosdok_id00002649)



Dieses Werk ist lizenziert unter einer  
Creative Commons Namensnennung 4.0 International Lizenz.

## Kurzfassung

In dieser Arbeit wurde ein Ansatz zur Dämpfung von Schaltoszillationen von SiC-MOSFETs entwickelt. Dazu wurden Eisenpulverkerne in den Kommutierungskreis eingefügt und an einem 1200V-SiC-Modul mit 3 m $\Omega$  Einschaltwiderstand auf ihre Dämpfungseigenschaften untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass es Kernmaterialie gibt, die sehr gute Dämpfungseigenschaften bei vertretbarer zusätzlicher Überspannungsspitze haben. Eine Untersuchung der Schaltverluste und eine Abschätzung der Kernverluste konnte zeigen, dass kaum zusätzliche Verluste durch den Kern entstehen, da die zusätzliche Induktivität auf die Schaltverluste mindernd wirkt.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1.</b>	<b>Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>2.</b>	<b>Grundlagen .....</b>	<b>3</b>
2.1	Schaltverhalten von MOSFETs .....	3
2.2	Besonderheiten der SiC-Technik.....	4
2.3	Parasitäre Schwingung und deren Modellierung .....	5
2.4	Elektromagnetische Verträglichkeit .....	8
2.5	Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe.....	10
2.5.1	Permeabilität .....	10
2.5.2	Sättigung .....	10
2.5.3	Frequenzabhängigkeit.....	11
2.5.4	Komplexe Permeabilität.....	12
<b>3.</b>	<b>Literaturübersicht Dämpfungsmethoden .....</b>	<b>14</b>
3.1	Aktive Dämpfung .....	14
3.2	Passive Dämpfung .....	16
3.2.1	RC-Glied.....	16
3.2.2	RL-Glied .....	16
3.2.3	Magnetkern als RL-Glied.....	18
<b>4.</b>	<b>Methodik.....</b>	<b>19</b>
4.1	Vorbetrachtungen .....	19
4.1.1	Resonanz-Transformation .....	20
4.1.2	Dämpfung durch Eisenpulverkerne .....	24
4.2	Überführung der Kernverlustmodelle in die komplexe Permeabilität .....	27
4.3	Halbanalytische Berechnung des Frequenzgangs .....	30
4.4	Feldsimulation mit ANSYS Q3D/Maxwell 2D.....	31
4.4.1	Parameter-Extraktion mit Q3D .....	31
4.4.2	Berechnung des Frequenzgangs mit Maxwell 2D .....	32
4.4.3	Simulation der Kernverluste mit dem Maxwell 2D Zeitbereichs-Löser.....	33
4.4.4	Methodik zur Auswertung der MAXWELL-Ergebnisse .....	33
4.5	Testaufbau .....	37
4.5.1	Doppelpuls-Schaltung .....	37
4.6	Messtechnik .....	39
4.6.1	Spannungsmessung.....	39
4.6.2	Strommessung mit Rogowski-Spule.....	40

---

4.6.3	Berechnung der Verlustenergien .....	42
4.6.4	Parameteridentifikation RLC-ESB .....	43
<b>5.</b>	<b>Ergebnisse .....</b>	<b>45</b>
5.1	Simulationsergebnisse .....	45
5.1.1	Frequenzgang und Zeitverhalten.....	45
5.1.2	Verluste .....	48
5.2	Messergebnisse .....	50
5.2.1	Parameter des RLC-Ersatzschaltbildes.....	50
5.2.2	Vergleich mit Simulation.....	53
5.2.3	Vergleich der unterschiedlichen Kernmaterialien .....	55
5.2.4	Vergleich unterschiedlicher Streuinduktivitäten .....	59
5.2.5	Vergleich bei unterschiedlichen Schaltgeschwindigkeiten.....	61
5.2.6	Analyse im Frequenzbereich .....	63
5.2.7	Verluste .....	66
5.3	Optimierter Realisierungsvorschlag.....	70
5.3.1	Minimierung der Streuinduktivität des Kerns .....	70
5.3.2	Optimierung des Sättigungsverhaltens.....	72
5.3.3	Optimierung des Kernmaterials .....	74
<b>6.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>76</b>
6.1	Zusammenfassung und Fehlerdiskussion .....	76
6.2	Ausblick .....	80
6.2.1	Validierung alternativer Verlustmodelle .....	80
6.2.2	Untersuchung der Kernverluste.....	80
6.2.3	Untersuchung des Sättigungsverhaltens .....	81

## I. Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Aus- und Einschaltvorgang MOSFET.....	3
Abbildung 2.2: Ausschaltvorgang mit parasitärer Schwingung.....	5
Abbildung 2.3: Parasitäre Elemente im Kommutierungskreis/RLC-Ersatzschaltbild .....	5
Abbildung 2.4: Wege elektromagnetischer Beeinflussung .....	8
Abbildung 2.5: Prinzipieller Verlauf der Magnetisierung .....	11
Abbildung 2.6: Komplexe Permeabilität des Eisenpulvermaterials Mix-33 .....	13
Abbildung 3.1: Leistungsdichtespektrum 10kHz-Trapezsignal.....	14
Abbildung 4.1: Prinzipschaltbild Resonanztransformation .....	20
Abbildung 4.2: Frequenzgang der Resonanztransformation .....	21
Abbildung 4.3: Einfluss der Bandbreite auf das Dämpfungsverhalten.....	22
Abbildung 4.4: Komplexe Permeabilität Mix-3.....	23
Abbildung 4.5: Vergleich Pulvermaterialien.....	24
Abbildung 4.6: Permeabilität in Abhängigkeit der Frequenz.....	25
Abbildung 4.7: Verwendete Eisenpulverkerne .....	25
Abbildung 4.8: Verlusttangens Mix-33 und Mix-52 .....	29
Abbildung 4.9: Vergleich halbanalytische und Maxwell2D-Berechnung .....	30
Abbildung 4.10: Q3D-Modell der Zwischenkreisverschienung .....	31
Abbildung 4.11: Maxwell 2D-Modell des Eisenpulverkerns .....	32
Abbildung 4.12: Generiertes Netz für den Kern T50-28 .....	32
Abbildung 4.13: Ersatzschaltbild Doppelpuls-Test .....	37
Abbildung 4.14: Versuchsaufbau mit zwei T50-28 Kernen.....	38
Abbildung 4.15: Ersatzschaltbild des Moduls .....	39
Abbildung 4.16: Frequenzgang der verwendeten Rogowski-Spule aus .....	40
Abbildung 4.17: Vergleich Rogowski-Spulen .....	41
Abbildung 4.18: Bestimmung der Verlustenergie .....	42
Abbildung 5.1: Frequenzgang der Induktivität für die dimensionierten Kerne .....	46
Abbildung 5.2: Sprungantwort der simulierten Kerne in RLC-ESB .....	46
Abbildung 5.3: Frequenzgang der ausgewählten Kerne .....	47
Abbildung 5.4: Qualitativer Verlauf der Stromabhängigkeit des Verlustwiderstandes .....	47
Abbildung 5.5: Induzierte Spannung und Verluste am Kern bei 200A.....	48
Abbildung 5.6: Induzierte Spannung und Verluste am Kern bei 400A.....	48
Abbildung 5.7: Vergleich RLC-ESB-Simulation und Messung.....	52
Abbildung 5.8: Vergleich Messung und Simulation .....	53

Abbildung 5.9: Abschaltverhalten mit unterschiedlichen Kernen.....	55
Abbildung 5.10: Direkter Vergleich der Spannungsverläufe mit Kern.....	56
Abbildung 5.11: Abkommutieren der Diode.....	57
Abbildung 5.12: Einschaltverhalten mit unterschiedlichen Kernen .....	58
Abbildung 5.13: Ausschaltverhalten bei unterschiedlichen Streuinduktivitäten .....	59
Abbildung 5.14: Ausschaltvorgang bei unterschiedlichen Schaltgeschwindigkeiten .....	62
Abbildung 5.15: Leistungsdichtespektrum bei $IL = 200\text{ A}$ ohne Kern.....	63
Abbildung 5.16: Leistungsdichtespektrum bei $R_{g, off} = 3,9\ \Omega$ .....	64
Abbildung 5.17: Leistungsdichtespektrum bei $R_{g, off} = 0\ \Omega$ .....	64
Abbildung 5.18: Ein(X)- und Ausschaltverluste(O) für $R_{g, off} = 3,9\ \Omega$ .....	68
Abbildung 5.19: Gesamtschaltverluste .....	69
Abbildung 5.20: Flussdichteverteilung nichtoptimierter Ringkern .....	70
Abbildung 5.21: Optimierter Ringkern .....	71
Abbildung 5.22: Stromabhängigkeit des Verlustwiderstandes des Materials Mix-38.....	73
Abbildung 6.1: Vergleich unterschiedlicher Verlustmodelle.....	77

## II. Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1: Ausgewählte Kerne .....	26
Tabelle 5.1: Vergleich simulierter und abgeschätzter Verlustenergien.....	49
Tabelle 5.2: Daten zur Identifikation der Streuinduktivität .....	51
Tabelle 5.3: Identifizierte Kerninduktivitäten.....	51
Tabelle 5.4: Identifizierte Kerninduktivitäten.....	54
Tabelle 5.5: Überspannungsspitzen und Induktivitäten am höherinduktiven Aufbau .....	56
Tabelle 5.6: Überspannungsspitzen bei verschiedenen Schaltgeschwindigkeiten.....	61

## 1. Einleitung

Halbleiterbauelemente auf Grundlage von Silizium-Carbid (SiC) oder überhaupt auf Grundlage von Halbleitermaterialien mit großer Bandlücke stehen seit Jahrzehnten im Fokus der Forschung. In den letzten zehn Jahren wurden SiC-Leistungshalbleiter zunehmend auch kommerziell verfügbar. Die theoretischen Vorteile die SiC gegenüber Silizium (Si) bietet, konnten also in einer Weise verfügbar gemacht werden, dass die um ein bis zwei Größenordnungen höheren Kosten dieser Technik ausgeglichen werden. Das lässt auch die Randphänomene, die durch die Verwendung von SiC-Halbleitern auftreten, stärker in den Fokus der Forschung und Entwicklung rücken. In dieser Arbeit wurden Wege gesucht eines dieser Phänomene, das Auftreten von hochfrequenten Schaltschwingungen, abzumildern und damit einen Beitrag dazu zu leisten, dass SiC-Halbleiter bzw. konkret SiC-MOSFETs die enormen Vorteile, die sie theoretisch bieten, voll ausspielen können. Es soll nun einleitend eine kleine Übersicht über die vorliegende Arbeit gegeben werden.

Im 2. Kapitel wird das Schaltverhalten von MOSFETs umrissen, um dann die Kernvorteile der SiC-Technik darzulegen. Ausgehend davon wird das Phänomen der parasitären Schaltschwingungen näher betrachtet und deren Modellierung diskutiert. Die eigentliche Problematik dieser Schwingungen wird dann im Kontext der Elektromagnetischen Verträglichkeit verdeutlicht. Abschließend werden die zum Verständnis des verwendeten Ansatzes nötigen Grundlagen zu den Eigenschaften elektromagnetischer Stoffe dargestellt.

Das 3. Kapitel befasst sich mit den verschiedenen Dämpfungsmethoden, die zu Abschwächung solcher Schwingungen entwickelt wurden. Es wird eine Literaturübersicht über einige aktive und passive Maßnahmen gegeben, wobei das Hauptaugenmerk auf den passiven induktiven Methoden liegt, zu denen auch der in dieser Arbeit vorgeschlagene Ansatz gehört.

Im 4. Kapitel werden die Methoden vorgestellt, die zur Lösung des gestellten Problems angewendet wurden. Eingangs werden die beiden in Frage kommenden Ansätze erläutert und die Gründe für die Wahl des Eisenpulveransatzes diskutiert. In Abschnitt 4.1 wird die Umformung von Verlustmodellen von Eisenpulverkernen in die komplexe Permeabilität beschrieben. Anschließend wird die Berechnung des Impedanzverlaufs eines Eisenpulver-Ringkerns analytisch hergeleitet. In 4.4 wird die Einstellung der durchgeführten Feldsimulationen beschrieben. Dann wird eine Methodik zur Simulation der im Feldsimulator berechneten Ergebnisse im Zeitbereich skizziert. Der Testaufbau zur praktischen Untersuchung des Ansatzes wird in 4.5 beschrieben und dann auf die verwendete Messtechnik näher eingegangen und abschließend die Identifikation der definierten Parameter beschrieben.



Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 dargestellt. Eingangs werden die Ergebnisse aus den Feldsimulationen gezeigt. Im Anschluss werden diese mit Ergebnissen der Messungen verglichen. Das Verhalten der verschiedenen Kernmaterialien wird in 5.2.3 analysiert. Außerdem wurde das Verhalten bei unterschiedlichen Kommutierungskreis-Induktivitäten und unterschiedlichen Schaltgeschwindigkeiten untersucht. Nach einer Analyse im Frequenzbereich wird eine Abschätzung der Kernverluste durchgeführt und die Schaltverluste des Moduls untersucht. Abgeschlossen wird das Kapitel durch einen optimierten Realisierungsvorschlag des untersuchten Dämpfungsgliedes.

Das 6. Kapitel fasst die gemachten Erkenntnisse zusammen und enthält eine Diskussion der Fehler und Abweichungen, die in Kapitel 5 festgestellt wurden. Abgeschlossen wird das Kapitel und auch diese Arbeit mit einem Ausblick auf die weiteren nötigen und möglichen Untersuchungen, die sich an diese Arbeit anschließen könnten.

## 2. Grundlagen

### 2.1 Schaltverhalten von MOSFETs

Um die Notwendigkeit und die Randbedingungen der in dieser Arbeit vorgeschlagenen Dämpfungsmethoden nachvollziehbar zu machen, wird hier in gebotener Kürze auf das Schaltverhalten von MOSFETs eingegangen. Für ein tieferes Verständnis dieser Vorgänge wird auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen [1, 2].

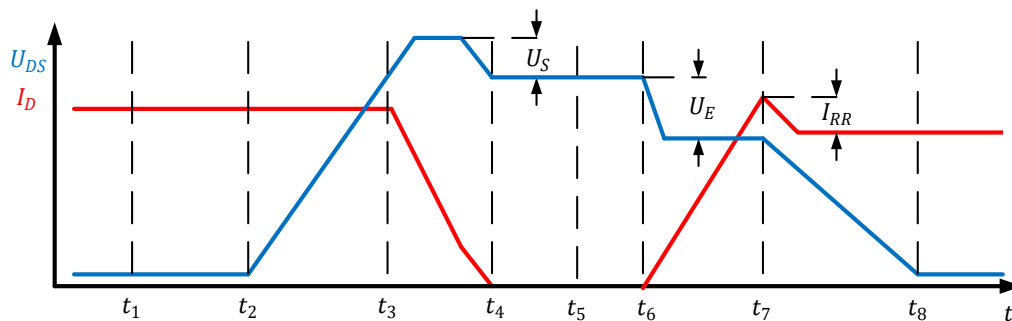


Abbildung 2.1: Aus- und Einschaltvorgang MOSFET in Anlehnung an [1]

In Abbildung 2.1 ist das Aus- und Einschaltverhalten eines MOSFET skizziert. Nachdem bei  $t_1$  die Gatespannung auf 0 V bzw. 5 V gelegt wurde, wird das Gate entladen bis die Gatespannung niedrig genug ist, um den Drainstrom zu begrenzen. Auf diesem Wert verharret die Gatespannung bis die Drain-Source-Spannung  $U_{DS}$  den Wert der Zwischenkreisspannung erreicht. Erst jetzt kann die gegenüberliegende Diode den Strom vom MOSFET übernehmen. Durch den Stromabfall zwischen  $t_3$  und  $t_4$  wird an der Streuinduktivität im Kommutierungskreis eine Spannung induziert, die sich der Zwischenkreisspannung überlagert. Dieses Phänomen ist ein zentraler Aspekt bei der Beurteilung der hier vorgeschlagenen Dämpfungsmethode. Diese Überspannungsspitze  $U_S$  darf nämlich keinesfalls die maximale Sperrspannung des MOSFET überschreiten und stellt daher eine Begrenzung für induktive Dämpfungsverfahren dar.

Der Einschaltvorgang läuft im Prinzip in umgekehrter Reihenfolge ab. Nach Anlegen einer Gatespannung muss das Gate soweit geladen werden bis die Schwellspannung erreicht ist. Dann kann der MOSFET ab  $t_6$  Strom von der gegenüberliegenden Diode übernehmen. Aufgrund der Speicherladung in der gegenüberliegenden Diode kommt es zu einer Überstromspitze  $I_{RR}$ . Während dieses Stromabfall wird ebenfalls eine Spannung in der Streuinduktivität induziert. Da der Stromgradient das Vorzeichen gewechselt hat, vermindert diese Spannung den Spannungsabfall am MOSFET. Dieser Effekt wird sich bei der Verlustbetrachtung noch bemerkbar machen. Erst jetzt kann die Gegenüberliegende Diode die Spannung aufnehmen, sodass die Drain-Source-Spannung zu fallen beginnt.

## 2.2 Besonderheiten der SiC-Technik

Auf die Theorie von Halbleitern mit großer Bandlücke soll hier nicht detailliert eingegangen werden. Es soll allerdings festgehalten werden, wo die resultierenden Vorteile dieser Technik liegen. Dabei ist der Vergleich zwischen SiC- und Si-MOSFET nicht der entscheidende, da SiC-MOSFET erst ab Sperrspannungen von ca. 1200 V ihre Vorteile voll ausspielen können. In diesem Spannungsbereich sind Si-IGBTs die vorherrschende Technik. Bei ähnlichen Durchlasseigenschaften können mit SiC-MOSFET theoretisch um den Faktor 100 geringere Ausschaltverluste und um den Faktor 10 geringere Einschaltverluste erreicht werden [3]. Ein weiterer Vorteil ist das lineare Durchlassverhalten von MOSFET, dass die Verluste im Teillastbereich im Vergleich zum IGBT gering bleiben lässt. Durch die wesentlich geringeren Verluste sind entweder höhere Schaltfrequenzen möglich oder aber eine höhere Leistungsdichte in Umrichtern erreichbar. Ein Nachteil von MOSFETs im allgemeinen und SiC-MOSFETs im speziellen ist das Phänomen der parasitären Schwingungen. Die Gründe für die Entstehung dieser Schwingungen und die Probleme, die diese bereiten, werden in den nächsten beiden Abschnitten skizziert.

## 2.3 Parasitäre Schwingung und deren Modellierung

Dass es beim Schalten von MOSFETs zu einem Schwingverhalten nach Abschluss des Schaltvorgangs kommt, wurde bereits erwähnt. In Abbildung 2.2 ist dieses Schwingverhalten anhand einer Messung ohne Dämpfungsglied sehr deutlich zu erkennen. Die Ursache für dieses Verhalten sind die parasitären Elemente des Kommutierungskreises, die einen Schwingkreis bilden.

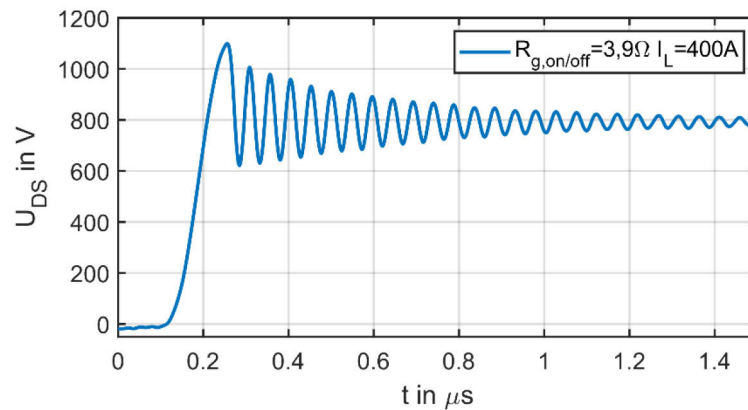


Abbildung 2.2: Ausschaltvorgang mit parasitärer Schwingung

Die Streuinduktivität wurde bereits erwähnt, diese wird durch die Leitungsführung im Kommutierungskreis verursacht. Das ist der Kreis, in dem durch einen Schaltvorgang ein geänderter Stromfluss eintritt. Also im Schaltbild des Doppelpuls-Versuchs sämtliche Pfade mit Ausnahme des Pfades, in dem die Stromquelle liegt.

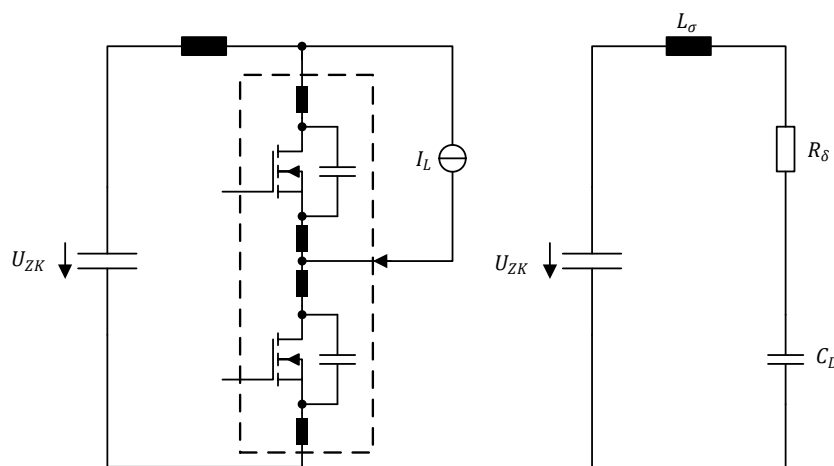


Abbildung 2.3: Parasitäre Elemente im Kommutierungskreis/RLC-Ersatzschaltbild

Die Streuinduktivitäten treten dabei verteilt auf können aber in guter Näherung für den ganzen Kommutierungskreis zu einer Streuinduktivität zusammengefasst werden. In diesem Kreis liegt immer ein ausgeschalteter MOSFET. Von diesem ausgeschalteten MOSFET ist nach Beendigung des Schaltvorgangs nur noch die Ausgangskapazität wirksam, die hauptsächlich durch die Sperrschichtkapazität der Bodydiode gebildet wird. Diese kann im ausgeschalteten Zustand als konstant und linear angenommen werden.

Nach Beendigung eines jeden Schaltvorgangs befinden sich im Kommutierungskreis folglich die Streuinduktivität, die Kapazität des ausgeschalteten MOSFET und der Ersatzwiderstand der leitenden gegenüberliegenden Diode bzw. des eingeschalteten gegenüberliegenden MOSFET. Das aus diesen Elementen gebildete Ersatzschaltbild ist in Abbildung 2.3 rechts aufgeführt und entspricht einem gedämpften RLC-Reihenschwingkreis.

Die Dämpfung dieses Reihenschwingkreises wird durch den Dämpfungskoeffizienten  $d$  bestimmt, der sich mit 2.1 berechnen lässt. Der Dämpfungswiderstand  $R_\delta$  besteht nur aus dem Durchlasswiderstand des leitenden MOSFET und dem Leitungswiderstand. Daher ist dieser Schwingkreis sehr schwach gedämpft. Wie bereits erwähnt wurde, sind die Schaltverluste in MOSFETs um Größenordnungen geringer als in IGBTs. Hier liegt auch eine Hauptursache der parasitären Schwingungen.

$$d = \frac{R_\delta}{2} \sqrt{\frac{C_D}{L_\sigma}} \quad 2.1$$

Die sehr geringe Kapazität des MOSFETs sorgt für eine vergleichsweise geringe Dämpfung des parasitären Schwingkreises. Beim IGBT sorgt die Ladung, die als Elektronen-Plasma im Bauteil vorhanden ist, dafür, dass die Dämpfung vergleichsweise groß ist. Ein zweiter Faktor für das Auftreten von parasitären Schwingungen ist die Schaltgeschwindigkeit von MOSFETs. Diese ist im Vergleich zum IGBT um ein Vielfaches größer und damit ist die Anregung im Bereich der Grenzfrequenz des Schwingkreises wesentlich stärker. Weiter unten wird dieser Zusammenhang anhand Abbildung 3.1 diskutiert, in welcher das Leistungsdichtespektrum von Trapez-Signalen unterschiedlicher Anstiegszeiten dargestellt ist.

Grundsätzlich gibt es das Problem der Schaltschwingungen bei allen MOSFETs, ob in kleinen Bauformen für Nennströme von einigen Ampere oder in SiC-Hochstrommodulen für Nennströme von einigen hundert Ampere. Bei Hochstrommodulen ist das Problem allerdings stärker ausgeprägt und schwieriger abzuschwächen. Stärker ausgeprägt ist es deshalb, weil zwar bei größerer Chipfläche die Ersatzkapazität  $C_D$  größer wird, zum anderen aber der Ersatzwiderstand  $R_\delta$  verringert wird. Sodass die Dämpfung bei gleichbleibender Streuinduktivität gemäß 2.1 reduziert wird. Schwerwiegender dürfte allerdings die Tatsache sein, dass bei Hochstrommodulen aufgrund der viel größeren Kapazität gegenüber kleineren Bauformen, die Grenzfrequenz des Schwingkreises um ein Vielfaches geringer ist. Die Schaltgeschwindigkeit ist hingegen kaum von Fläche und Anzahl der Chips abhängig. Das bedeutet, dass die Grenzfrequenz des parasitären Schwingkreises bei Hochstrommodulen viel näher an der Anregungsfrequenz liegt.

Unabhängig von der Schaltergröße ist die erste Maßnahme zur Abschwächung der Schwingungen daher die Verringerung der Streuinduktivität. Da nach 2.2 die Eigenfrequenz  $f_0$  des Schwingkreises mit sinkender Streuinduktivität steigt, die Anregungsfrequenz bzw. die Schaltgeschwindigkeit aber konstant bleibt, wird der Schwingkreis weniger stark angeregt.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_\sigma C_D}} \quad 2.2$$

Außerdem steigt die in 2.1 definierte Dämpfung des Reihenschwingkreises mit sinkender Streuinduktivität. Diese und andere Maßnahmen zur Dämpfung dieser parasitären Schwingungen werden in Kapitel 3 dargestellt und eingeordnet.

## 2.4 Elektromagnetische Verträglichkeit

Im vorangegangenen Abschnitt wurden die Gründe für das Auftreten von parasitären Schwingungen diskutiert. Der Laststrom bleibt von den Schwingungen weitgehend unberührt, die Schaltverluste steigen dadurch nicht signifikant an. Nun könnte die Frage gestellt werden, ob das überhaupt ein Problem darstellt. An dieser Stelle kommt das Stichwort Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) ins Spiel. Insbesondere seit den Anfängen der Radiotechnik trat die Notwendigkeit hervor, die Hochfrequenzenergie von elektrischen Geräten zu begrenzen und Empfänger vor dieser zu schützen. Spätestens mit dem flächendeckenden Einsatz von Leistungselektronik zur Energieumwandlung hat dieses Thema für jedes Gerät und jede Anlage eine entscheidende Bedeutung bekommen.

EMV bedeutet auf eine einfache Formel gebracht, dass jeder Sender nur die Empfänger erreicht, die er erreichen will und jeder Empfänger nur auf die Signale reagiert, die er auch empfangen möchte [4]. Als Sender und Empfänger gelten allerdings nicht nur Geräte zur Nachrichtenübertragung, sondern alle Geräte und Anlagen, die elektromagnetische Energie aussenden bzw. auf Störenergie reagieren können. EMV hat daher nicht zuletzt auch gesundheitliche Aspekte, da in diesem Sinne auch Lebewesen Empfänger elektromagnetischer Energie sein können.

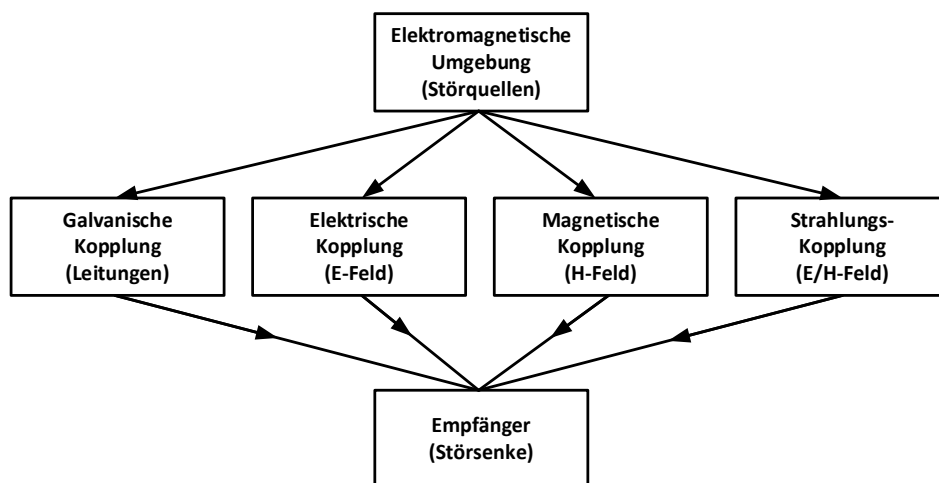


Abbildung 2.4: Wege elektromagnetischer Beeinflussung nach [4]

Die Wege elektromagnetischer Beeinflussung können höchstunterschiedlich sein. In Abbildung 2.4 sind diese schematisch dargestellt. Die Grenze zwischen leitungsgebundenen Störungen, zu denen auch elektrische und magnetische Kopplung gerechnet werden können, und Störstrahlung ist fließend. Ob es zu einer Wellenausbreitung kommt hängt grob davon ab, ob Wellenlänge und Abmessungen in derselben Größenordnung liegen. Oft wird diese Grenze bei etwa 30 MHz angesetzt, was einer Wellenlänge von 10 m entspricht [4, 5]. Bezogen auf den Fall der parasitären Schaltschwingungen kann demnach für Hochstrom-Module überwiegend von leitungsgebundenen Störungen gesprochen werden.

Dabei können die auftretenden veränderlichen Ströme in benachbarten Stromkreisen Spannungen induzieren und die veränderlichen Spannungen über Verschiebungsströme in benachbarte Pfade einkoppeln. Auch in das Netz selbst werden die Störungen galvanisch übertragen. All diese Vorgänge können zu Fehlfunktionen oder zum Ausfall anderer Geräte, Komponenten oder sogar der Ansteuerung des MOSFET selbst führen. Es liegt also bereits im Eigeninteresse des Entwicklers bzw. des Herstellers die Störungen durch leistungsführende Komponenten so gering wie möglich zu halten. Darüber hinaus gibt es natürlich Grenzwerte in den einschlägigen Normen, die zu beachten sind [4]. Bis 30 MHz sind das meist Pegelwerte im Frequenzbereich die nicht überschritten werden dürfen. Diese sind über einen gewissen Frequenzbereich konstant, was vor allem in Abschnitt 5.2.6 in Bezug auf die Wirkung einer verminderten Streuinduktivität relevant ist. Im Folgenden sollen nun die Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe skizziert werden, die für den entwickelten Ansatz von großer Bedeutung sind.



## 2.5 Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe

Um die Dämpfungseigenschaften von Eisenpulver oder Ferritkernen zu verstehen, ist eine grobe Kenntnis ferromagnetischer Phänomene nötig. Es soll daher eine grobe Übersicht über die relevanten Phänomene gegeben werden.

### 2.5.1 Permeabilität

Aus den Materialgleichungen der Maxwell'schen Theorie ist bekannt, dass die durch einen Strom hervorgerufene magnetische Feldstärke  $H$  über die Materialgleichung

$$\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} \quad 2.3$$

mit der Flussdichte  $\mathbf{B}$  zusammenhängt. Dabei ist  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante und  $\mu_r$  die relative Permeabilität.

Grundsätzlich gibt es in Bezug auf diese magnetische Leitfähigkeit  $\mu_r$  drei Arten von Stoffen, diamagnetische, paramagnetische und ferromagnetische. Wobei paramagnetische Stoffe nahezu keine Auswirkung auf das äußere Feld haben und diamagnetische Stoffe eine, wenn auch sehr geringe, dem äußeren Feld entgegengerichtete Wirkung zeigen. Das hängt mit den in jedem Stoff auf atomarer Ebene entstehenden magnetischen Dipolmomenten und deren zusammenwirken zusammen, das im Einzelnen hier nicht von Interesse ist.

Die magnetischen Dipolmomente von ferromagnetischen Stoffen stehen in Wechselwirkung zueinander und bilden Regionen mit gleicher Ausrichtung. Diese Regionen werden magnetische Domänen oder Weiß'sche Bezirke genannt. Durch die Wechselwirkung ist die Wirkung auf das äußere Feld um ein Vielfaches größer als bei paramagnetischen Stoffen [6]. Da sich die Dipolmomente in Richtung des äußeren Feldes ausrichten, wird dieses verstärkt. Der Größe dieser Verstärkung wird durch die relative Permeabilität angegeben, sie kann Werte von über 100000 erreichen. Ein solcher Stoff wäre also ein 100000-fach besserer magnetischer Leiter als Luft. Die Permeabilität ist allerdings nicht konstant, wie es in 2.3 den Anschein macht, sondern von verschiedenen Faktoren abhängig auf die im Folgenden kurz eingegangen wird.

### 2.5.2 Sättigung

Wird an einen ferromagnetischen Stoff ein äußeres Feld angelegt und dieses vergrößert, verschieben sich erst die Wände zwischen den Weiß'schen Bezirken zugunsten der Bezirke, die mehr in die Richtung des äußeren Feldes weisen. Wenn das nicht mehr möglich ist, orientieren sich auch die Elementardipole in Richtung des äußeren Feldes. Wenn alle Elementardipole des Körpers in Feldrichtung zeigen, kann

auch keine weitere Verstärkung des äußeren Feldes eine Änderung bringen. Der Körper ist dann vollständig gesättigt und besitzt nur noch Vakuumpermeabilität.

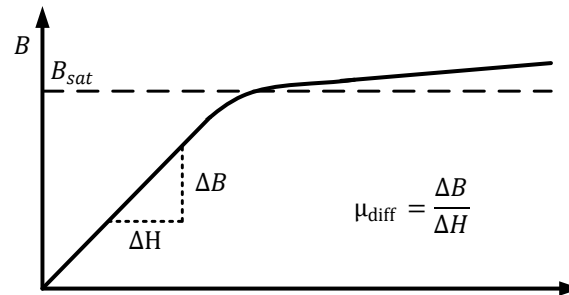


Abbildung 2.5: Prinzipieller Verlauf der Magnetisierung

Die Permeabilität kann in diesem Zusammenhang als Steigung der Magnetisierungskurve betrachtet werden, so wie es in Abbildung 2.5 veranschaulicht ist. Diese ist anfangs recht groß und nimmt bei zunehmender Sättigung ab, sie ist also nichtlinear und von der magnetischen Feldstärke bzw. dem diese hervorruhenden Strom abhängig. Da die Aussteuerung und damit  $\Delta H$  oftmals recht klein ist, wird die Permeabilität meist als konstant angenommen.

Wird ein ferromagnetisches Material um den Nullpunkt der Magnetisierungskurve herum angesteuert, kann dazu die Anfangspermeabilität verwendet werden. Die Magnetisierung ferromagnetischer Stoffe läuft allerdings nicht immer entlang dieser Magnetisierungskurve, sondern weist eine Hysterese auf. Dieses Verhalten soll hier nicht weiter beschrieben werden, da die Auswirkungen der Hysterese bei hohen Frequenzen zu vernachlässigen sind und dieser Effekt in Eisenpulverkernen ohnehin nur relativ schwach ausgeprägt ist.

### 2.5.3 Frequenzabhängigkeit

Neben der Sättigung ist die Abhängigkeit von der Frequenz der wichtigste Parameter für die Permeabilität in dieser Arbeit. Diese hängt vor allem mit dem Skin-Effekt bzw. der Feldverdrängung zusammen. Die durch Wirbelströme induzierten Ströme erzeugen ihrerseits ein Magnetfeld, das dem ursprünglichen entgegengerichtet ist. Dadurch wird das magnetische Feld in radiale Richtung verdrängt und es entsteht ein feldfreier Raum im Innern des Magnetkerns bzw. des Kernbleches oder Eisenkornes bei geblechten Kernen bzw. Pulverkernen. Zwar bleibt die eigentliche Permeabilität des Materials relativ konstant, allerdings wird nur ein geringer Teil nahe der Oberfläche tatsächlich vom äußeren Feld durchsetzt. Die makroskopisch wirksame sogenannte effektive Permeabilität des gesamten Bleches oder Eisenpulverkernes wird daher mit zunehmender Feldverdrängung kleiner, während die Verluste verursachenden Wirbelströme größer werden.

Die Wirbelstromtheorie lässt sich aus den Maxwell-Gleichungen herleiten, verliert allerdings ab einer gewissen Frequenz ihre Gültigkeit. Das hängt vor allem damit zusammen, dass magnetische Eigenschaften makroskopische Stoffeigenschaften sind, bei sehr hohen Frequenzen der Skin-Effekt aber in den Bereich von mehreren Atomlagen kommt und die Verhältnisse sich somit verkomplizieren [7]. Eine Konsequenz dieses Sachverhalts ist, dass wie im Laufe der Arbeit festgestellt wurde, auf der Wirbelstromtheorie basierende Verlustmodelle nicht bis zu beliebig hohen Frequenzen gültig sind.

### 2.5.4 Komplexe Permeabilität

Neben den oben bereits erwähnten Verlusten, die durch Wirbelströme entstehen, treten auch Verluste durch andere Effekte, wie Relaxationserscheinungen, Nachwirkungen und Hystereseeffekte auf. Diese Verluste lassen sich als frequenzabhängiger Ohm'scher Widerstand zusammenfassen, der einer Spule in Reihe geschaltet ist [8]. Wenn der Scheinwiderstand der verlustlosen Spule mit

$$\underline{Z} = j\omega L_0 \quad 2.4$$

berechnet werden kann, wobei  $L_0$  die Induktivität der entsprechenden Anordnung ohne magnetischen Kern ist, dann ist der Scheinwiderstand mit magnetischem Kern [9]

$$\underline{Z} = j\omega \underline{\mu} L_0. \quad 2.5$$

$\underline{\mu}$  entspricht hierbei der relativen Permeabilität des magnetischen Kerns. Um die Kernverluste nun als Reihenwiderstand zu modellieren, kann diese relative Permeabilität als komplex angenommen werden

$$\underline{\mu} = \mu' - j\mu''. \quad 2.6$$

Eingesetzt in 2.5 ergibt sich

$$\underline{Z} = j\mu'\omega L_0 - j^2\mu''\omega L_0 = \underbrace{\mu''\omega L_0}_{R(\omega)} + j \underbrace{\mu'\omega L_0}_{X_L(j\omega)}. \quad 2.7$$

Nun enthält der komplexe Scheinwiderstand auch noch einen frequenzabhängigen Realteil.

Für Ferritkerne werden die Kernverluste durch die Hersteller üblicherweise mit der über die Frequenz aufgetragenen komplexen Permeabilität dargestellt. Einzelne Hersteller stellen allerdings auch für Eisenpulverkerne komplexe Permeabilitäten zur Verfügung, Abbildung 2.6 zeigt einen solchen Verlauf für ein Eisenpulvermaterial der Firma Micrometals.

Die Kernverluste sind allerdings nicht nur von der Frequenz, sondern auch von der Flussdichte im Kern abhängig. Für kleine Frequenzen bei großen Strömen gilt das insbesondere, da hier die Hystereseverluste dominieren. Diese Abhängigkeit wird durch die komplexe Permeabilität nicht erfasst. Daher werden für Eisenpulvermaterialien, wie überhaupt für Materialien, die nicht nur in Kleinsignalanwendungen gebraucht werden, üblicherweise Modelle für die Kernverluste angegeben, in denen sowohl die Frequenz- als auch die Flussdichteabhängigkeit abgebildet werden.

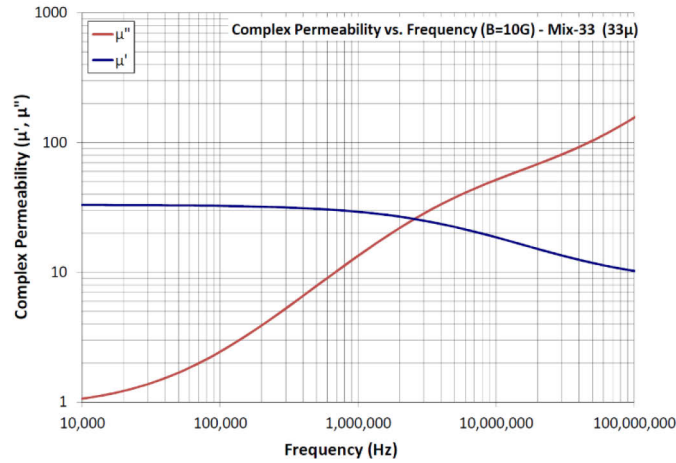


Abbildung 2.6: Komplexe Permeabilität des Eisenpulvermaterials Mix-33

Die gängigsten und neben der komplexen Permeabilität auch von ANSYS Maxwell unterstützten Modelle sind dabei die Steinmetzformel und eine Formel für die Eisenverluste in laminierten Trafoblech [10]. Die Steinmetzformel lautet

$$p_V = C_m f^x B_m^y \quad 2.8$$

Sie basiert auf der Beobachtung, dass die Kernverluste proportional zur eingeschlossenen Fläche in der Hysteresekurve sind. Die Formel für Eisenverluste in laminiertem Stahl lautet

$$p_V = k_h f B_m^2 + k_c (f B_m)^2 + k_e (f B_m)^{1,5}, \quad 2.9$$

wobei der erste Term die Hystereseverluste repräsentiert, der zweite die Wirbelstromverluste und der letzte die sogenannten Exzessverluste, also alle Effekte, die nicht durch Hysteresese und Wirbelströme erklärt werden können. Die Fa. Micrometals hat ein Model entwickelt, dass die Hystereseverluste in Eisenpulverkernen in einem größeren Frequenzbereich beschreibt. Es lautet

$$p_V = \frac{f}{\frac{a}{B^3} + \frac{b}{B^{2,3}} + \frac{c}{B^{1,65}}} + dB^2 f^2. \quad 2.10$$

Der letzte Term beschreibt die Wirbelstromverluste und hat daher dieselbe Form, wie der zweite Term aus Gleichung 2.9. Der Term für die Hystereseverluste ist so aufgebaut, dass die unterschiedlichen Phänomene abgebildet werden, die in Eisenpulver zu beobachten sind. Allerdings sind diese Effekte und auch dieser Term nur im niedrigen Frequenzbereich dominant. Für die Dämpfungseigenschaften im MHz-Bereich sind vor allem die Wirbelstromverluste von Interesse, die hauptsächlich von der elektrischen und magnetischen Leitfähigkeit des Materials und der Korngröße abhängen.

Diese Verlustmodelle werden je nach Hersteller anhand nur weniger Arbeitspunkte parametrisiert. Insbesondere Hochfrequenzverhalten wird dabei nicht messtechnisch erfasst, was damit zu tun hat, dass die meisten dieser Kerne in Frequenzbereichen von deutlich unter einem MHz eingesetzt werden. Welche Probleme das bei der in dieser Arbeit vorgeschlagenen Anwendung hervorruft wird in 6.1 diskutiert.

### 3. Literaturübersicht Dämpfungsmethoden

Die Dämpfung von Schaltschwingungen an MOSFETs rückt durch die kommerzielle Einführung der SiC-Technik immer stärker in den Fokus der Forschung. Die dabei entwickelten Ansätze lassen sich nach Stoßrichtung grob in drei Gruppen unterteilen. Bei der Ersten wird versucht die Dämpfung durch Reduzierung der Streuinduktivität zu erhöhen, wobei die Verminderung der Modulinduktivität wohl am meisten Potential haben dürfte [11]. Bei der Zweiten wird versucht eine Dämpfung durch aktiven Eingriff in das Schaltverhalten zu erreichen. Und bei der Dritten werden schließlich passive Dämpfungsglieder eingesetzt, um eine Dämpfung herbeizuführen.

#### 3.1 Aktive Dämpfung

Die naheliegendste schaltungstechnische Maßnahme ist eine Erhöhung der Schaltzeit durch größere Gatewiderstände. Wird für den Ein- und Ausschaltvorgang vereinfacht eine Trapezform angenommen, ergibt sich für verschiedene Anstiegszeiten das in Abbildung 3.1 dargestellte Leistungsdichtespektrum.

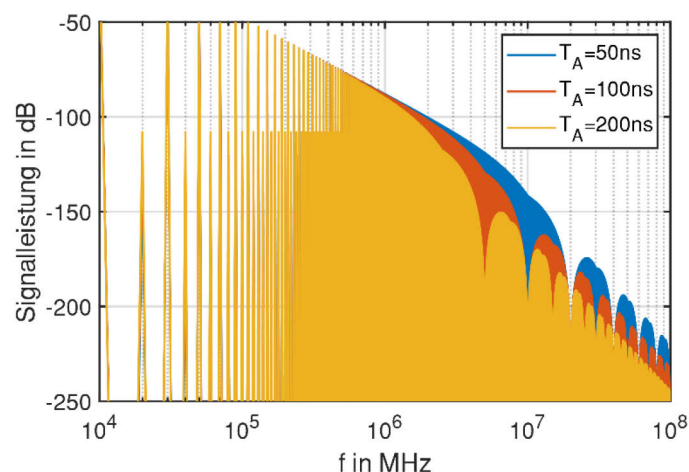


Abbildung 3.1: Leistungsdichtespektrum 10kHz-Trapezsignal mit unterschiedlichen Anstiegszeiten

Darin wird deutlich, dass eine Vergrößerung der Anstiegszeit die Signalleistung im oberen Frequenzbereich vermindert. Das bedeutet, dass der parasitäre Schwingkreis, wenn dessen Grenzfrequenz in diesem Bereich liegt, weniger stark angeregt wird. So ist es zwar möglich die EMV-Emissionen auf den je geforderten Wert zu senken, allerdings steigen dadurch auch die Schaltverluste enorm. Da aber gerade die geringen Schaltverluste der entscheidende Vorteil der sonst deutlich kostenintensiveren SiC-Technik sind, ist diese Art der Dämpfung keine ernsthafte Option.

Es gibt daher im Bereich der aktiven Dämpfungsmethoden andere Ansteuerungsansätze, die den Kompromiss zwischen Schaltverlusten und EMV-Dämpfung besser erreichen. Bspw. über einen dynamischen Eingriff in das Schaltverhalten, wie in [12, 13]. Die in [12] vorgestellte Methode bspw. ist allerdings nur in

der Lage Schwingungen bis 10 *MHz* und zu dämpfen, die Grenzfrequenz des parasitären Schwingkreises liegt allerdings meist darüber. Unabhängig von der Wirksamkeit sind höherer Schaltungsaufwand und zusätzliche Kosten ein Hauptnachteil dieser Ansätze.

## 3.2 Passive Dämpfung

Unter den passiven Dämpfungsmethoden lassen sich grundsätzlich zwei Ansätze unterscheiden, ein kapazitiver und ein induktiver. Beide Prinzipien werden im Folgenden analysiert, wobei der Fokus auf den induktiven Methoden liegt, da der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz zu dieser Gruppe gehört.

### 3.2.1 RC-Glied

Eine der wohl gängigsten Methoden ist die Parallelschaltung eines RC-Gliedes zum MOSFET. Der Grundgedanke ist hierbei, dass der Strom im entsprechenden Frequenzbereich über das RC-Glied fließt und nicht über die Ersatzkapazität des MOSFET. Über den ohmschen Anteil wird so der Schwingkreis gedämpft [14]. Entscheidend ist, neben der richtigen Dimensionierung des RC-Gliedes, die richtige Positionierung. Denn damit eine maximale Dämpfung erfolgen kann, muss das RC-Glied möglichst nahe am Chip eingebracht werden, um zu vermeiden, dass Teile der parasitären Induktivität parallel zum RC-Glied liegen und so ein ungedämpfter Schwingkreis verbleibt. Das bedeutet, dass das RC-Glied in das Modul mit eingebracht werden muss, was thermisch und konstruktiv, aber auch was die Kosten angeht, eine Herausforderung sein dürfte.

Für Si-MOSFETs gibt es Ansätze dies durch den Einbau monolithischer RC-Glieder in das Modul [15] oder durch Einfügen von RC-Strukturen in die Halbleiter-Struktur des MOSFET selbst zu erreichen [16]. Ein großer Vorteil der Dämpfung mittels RC-Glied, ist die Tatsache, dass die Überspannungsspitze beim Ausschalten vermindert wird, allerdings wird die Überstromspitze beim Einschalten erhöht.

### 3.2.2 RL-Glied

Analog zu diesem Ansatz, also einer parallel geschalteten Reihenschaltung aus Kapazität und Widerstand, kann auch mit einer in Reihe geschaltete Parallelschaltung aus Induktivität und Widerstand gedämpft werden. Diese hat denselben Effekt, bei entsprechender Frequenz fließt der Strom über den parallelen Widerstand und nicht mehr über die Induktivität. Dieser Ansatz hat aber den entscheidenden Vorteil, dass es keine Rolle spielt, wo er eingebracht wird. Das Dämpfungsglied muss also nicht aufwendig in das Modul eingefügt werden, sondern kann an geeigneter Stelle im Kommutierungskreis eingesetzt werden.

Ein solches RL-Glied kann auch als Transformator betrachtet werden an dessen Sekundärseite der Dämpfungswiderstand angeschlossen ist. In [17] wird dieser Ansatz zur Dämpfung eines 600V-SiC-MOSFET mit 47A Nennstrom diskutiert, dabei werden drei mögliche Varianten gegenübergestellt. Ein reines RL-Glied wird dort verworfen, da die Dämpfung durch die sekundärseitige Streuinduktivität zu sehr abge-

schwächt wird. Das hängt damit zusammen, dass der dort verwendete kernlose Leiterplatten-Transformator nur eine mäßige induktive Kopplung aufweist. Der Ansatz, dem durch einen magnetischen Kern entgegenzuwirken wurde auf Grund der dadurch zusätzlich eingebrachten primärseitigen Streuinduktivität verworfen. Stattdessen wird eine Kapazität in den Sekundärkreis eingebracht, die die Streuinduktivität in Bereich der Schwingfrequenz kompensieren soll.

In [18] wird derselbe Ansatz anhand eines 1200V-SiC-Mosfet mit 193 A Nennstrom verfolgt. Auch hier wird ein kernloser Leiterplatten-Transformator verwendet, allerdings unterscheidet sich der Aufbau. Es wird eine ringförmige Wicklung ähnlich einer Rogowski-Spule verwendet. In die Sekundärwicklung wird ein Widerstand und eine Kapazität in Reihe geschaltet, wobei letztere hier nicht zur Kompensation der sekundärseitigen Streuinduktivität verwendet wird, sondern so ausgelegt wird, dass eine Resonanz-Transformation auftritt. Dieser Effekt sorgt dafür, dass bei einer bestimmten Frequenz der Dämpfungswiderstand um einen festgelegten Faktor erhöht wird. Diese Erhöhung geht allerdings auf Kosten der Bandbreite, da hierdurch der Dämpfungswiderstand in anderen Frequenzbereichen als der Umgebung der Resonanz sinkt. In beiden Arbeiten konnte ein Dämpfungseffekt festgestellt werden, wobei in [18] deutlich wird, dass aufgrund der schmalen Bandbreite des Dämpfungsgliedes weitere schwach gedämpfte Resonanzen auftreten können.

Ein Vorteil dieser Ansätze ist sicherlich die geringe zusätzliche Streuinduktivität im Kommutierungskreis, das wird aber mit einem schmalbandigen Dämpfungsverhalten und überhaupt einer relativ schwachen Dämpfung erkaufte. Allerdings wurde in [18] eine sehr große Resonanz-Überhöhung und damit eine sehr geringe Bandbreite gewählt. Dafür wurde eine zu vernachlässigende primärseitige Induktivität erreicht. Bei weniger starker Resonanz-Überhöhung wären die Bandbreite, aber auch die Hauptinduktivität größer. Grundsätzlich muss also mit diesem Ansatz ein Kompromiss zwischen Bandbreite, Dämpfung und primärseitiger Induktivität gefunden werden.

Ein Nachteil bleibt allerdings, dass die Schaltung bei schmalbandiger Auslegung nur auf eine Frequenz ausgelegt werden kann. Je nach Schaltungstopologie des Umrichters kann es allerdings zu unterschiedlichen Kommutierungspfaden und damit unterschiedliche Kommutierungskreis-Induktivitäten kommen, die wiederum zu unterschiedlichen parasitären Grenzfrequenzen führen. Eine enge Bandbreiten-Auslegung ist außerdem sehr empfindlich gegen Parameteränderungen. Trotz dieses Nachteils sind mit diesem Ansatz wohl die größten Dämpfungen möglich, die mit linearen und diskreten Bauteilen erreicht werden können. Daher wird dieser Ansatz in Abschnitt 4.6.4 noch einmal genauer untersucht.



### 3.2.3 Magnetkern als RL-Glied

Anstatt ganz auf ein Kernmaterial zu verzichten, kann auch ein Kernmaterial gewählt werden, dass bei den zu dämpfenden Frequenzen ausreichend große Verluste erzeugt und so den Schwingkreis direkt bedämpft. Dann kann auch auf die Sekundärwicklung verzichtet werden, womit auch das Problem der sekundärseitigen Streuinduktivität vermieden werden würde.

In Kleinsignalanwendungen und als Gleichtaktfilter sind Ferritkerne eine weitverbreitete Methode, um unerwünschte Schwingungen zu unterdrücken. Dieses Prinzip wird in [19] und [20] auf ein 1200V-SiC-JFET mit 17A Nennstrom bzw. einen 1200V-SiC-Mosfet mit 24A Nennstrom angewendet. In beiden Arbeiten konnte eine sehr gute Dämpfung der Schwingungen erreicht werden. Zu bemerken ist auch, dass laut [19] die Schaltverluste mit Ferritkern um bis zu einem Drittel gesunken sind. Dieser Effekt hängt mit der zusätzlichen Streuinduktivität im Zwischenkreis zusammen, welche allerdings auch zu einer größeren Überspannungsspitze führt, was auch der größte Nachteil dieser Methode ist.

Die Messungen in beiden Arbeiten wurden mit nur 4 – 10A durchgeführt, was deutlich unter den Strömen des hier betrachteten Moduls liegt. Wie in [20] angemerkt haben Sättigungseffekte bereits bei diesen verhältnismäßig kleinen Strömen einen deutlichen Einfluss. Deshalb kann dieser Ansatz nicht ohne weiteres auf Anwendungen mit 10 – 100-fach größeren Strömen angewendet werden. Auch spielt bei großen Strömen und damit einhergehend großen Stromgradienten die Höhe der Überspannungsspitze eine größere Rolle. Also wären zum einen Ferrite mit relativ geringer Induktivität nötig, die außerdem noch eine größere Oberfläche zur Abführung der Verlustwärme haben.

Allerdings haben die in [20] verwendeten Ferrite bereits eine sehr kleine Dimension, obwohl ein Material verwendet wurde, dass mit  $\mu_r = 250$  eine für Ferrite schon sehr geringe Permeabilität aufweist. Trotzdem haben diese Kerne eine Kleinsignalinduktivität von 310 nH, was um ein Vielfaches größer ist als die übliche Kommutierungskreis-Induktivität bspw. eines 400A-Moduls. Ferritkerne sind für Hochstromanwendungen folglich eher ungeeignet.

Allerdings gibt es auch andere Kernmaterialien, die ähnliche Eigenschaften besitzen. Am nächsten liegen hierbei die ebenfalls in Hochfrequenz-Anwendungen beliebten Eisenpulverkerne. Diese haben den großen Vorteil, dass sie zum einen große Sättigungsflussdichten aufweisen und zum anderen relativ kleine Permeabilitäten. Zusammengenommen führt das dazu, dass Sättigung erst bei sehr viel größeren Feldstärken eine Rolle spielt.

## 4. Methodik

In diesem Kapitel werden die Methoden und Berechnungen beschrieben, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Nachdem die beiden in Frage kommenden Dämpfungsansätze beschrieben wurden, wird eine Methode vorgestellt, mit der die für Eisenpulverkerne üblichen Verlustmodelle in die komplexe Permeabilität überführt werden können. Im Anschluss wird eine halbanalytische Methode zur Berechnung des Frequenzgangs eines Ringkerns aus dem Verlust- und Permeabilitätsmodell des Herstellers hergeleitet. In Abschnitt 4.4 wird der Aufbau der durchgeführten Simulationen in den Feldsimulatoren ANSYS Maxwell 2D bzw. Q3D beschrieben. Gefolgt von einer Methode zur Darstellung der Dämpfungseigenschaften der simulierten Dämpfungsglieder im Zeitbereich. In Abschnitt 4.5 wird der Testaufbau beschrieben, mit dem die praktische Überprüfung der Dämpfungsglieder durchgeführt wurde. Abgeschlossen wird dieses Kapitel durch die Methoden zur Bestimmung der parasitären Elemente des Kommutierungskreises.

### 4.1 Vorbetrachtungen

Der initiale Grundansatz dieser Arbeit war das oben beschriebene RL-Glied. Der Gedanke war dabei ein solches möglichst ohne magnetischen Kern in die Verschienung zu integrieren. Die Untersuchungen dazu fanden mit Q3D statt, werden hier allerdings nicht aufgeführt. Es stellte sich relativ schnell heraus, dass eine ausreichend große Kopplung ohne Kern schwer zu bewerkstelligen ist. Während der Suche nach passenden Kernmaterialien kam der Gedanke auf, die Dämpfung durch den Kern selbst hervorzurufen. Tatsächlich konnten in der Literatur Ansätze dazu gefunden werden, die sich allerdings meist auf viel niedrigere Ströme beschränkten. Auf Grundlage dieser Ansätze kam es dann zu der in dieser Arbeit verfolgten Idee, statt der üblichen Ferritkerne Eisenpulverkerne als Dämpfungsglieder zu verwenden. Parallel dazu wurde der ursprüngliche RL-Ansatz dahingehend weiterverfolgt, dass er gegen andere in der Literatur zu findenden Ansätze verglichen wurde. Dabei wurde schnell deutlich, dass insbesondere der Ansatz über die Resonanz-Transformation dem einfachen RL-Ansatz überlegen ist. Da der Ansatz allerdings in der Arbeit, aus der er stammt nicht über das Prinzip der Resonanz-Transformation hergeleitet wurde, sondern auf eine analytisch weniger geschlossene systemtheoretische Weise, wird dieser Ansatz hier noch einmal genauer betrachtet[18]. Trotz der grundsätzlichen theoretischen Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens, hat der Ansatz über die Eisenpulverkerne enorme praktische Vorteile. Der größte Vorteil ist die Einfachheit des Ansatzes, es wird keine Wicklung benötigt und keine diskreten Bauteile. Das einzige was benötigt wird, ist ein, dazu noch außerordentlich kostengünstig herstellbarer, Kern aus Eisenpulver. Das ist der Grund, warum dieser Ansatz für die simulative und praktische Untersuchung ausgewählt wurde. Im zweiten Teil dieses Abschnittes wird die konkrete Wahl eines geeigneten Kerns beschrieben. Im ersten Teil wird die Resonanz-Transformation beschrieben.

### 4.1.1 Resonanz-Transformation

Für den Ansatz der Resonanz-Transformation sei das in Abbildung 4.1 dargestellte Schaltbild angenommen.

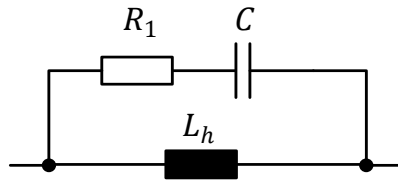


Abbildung 4.1: Prinzipschaltbild Resonanztransformation

Die Gesamtadmittanz ergibt sich zu

$$Y = \frac{1}{R_1 - j \frac{1}{\omega C_R}} - j \frac{1}{\omega L_h} = \frac{R_1 + j \frac{1}{\omega C_R}}{R_1^2 + \left(\frac{1}{\omega C_R}\right)^2} - j \frac{1}{\omega L_h} := \frac{1}{R_2}. \quad 4.1$$

Von dieser Admittanz wird gefordert, dass sie im Resonanzfall gerade dem Kehrwert des gewünschten Resonanzwiderstandes  $R_2$  entspricht. Bei der Resonanzkreisfrequenz  $\omega_R$  soll also gelten

$$\frac{R_1}{R_1^2 + \left(\frac{1}{\omega_R C_R}\right)^2} := \frac{1}{R_2} \Rightarrow \omega_R C_R = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 - R_2^2}} = \frac{1}{R_1 \sqrt{n^2 - 1}}. \quad 4.2$$

Mit dem Verstärkungsfaktor

$$n^2 = \frac{R_2}{R_1}. \quad 4.3$$

Aus der Nullsetzung des Imaginärteils ergibt sich

$$\frac{\frac{1}{\omega_R C_R}}{R_1^2 + \left(\frac{1}{\omega_R C_R}\right)^2} = \frac{1}{\omega_R L_h} \stackrel{4.2}{\Rightarrow} \omega_R L_h = R_1 \frac{n^2}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad 4.4$$

Nun lassen sich Resonanzfrequenz, Resonanzverstärkung und Resonanzwiderstand vorgeben und  $L_h$ ,  $C_R$  und  $R_1$  berechnen. Abbildung 4.2 zeigt den Einfluss der Veränderung des Widerstandes  $R_1$ , des Verstärkungsfaktors  $n$  und des Resonanzwiderstandes  $R_2$ . Der Realteil des Dämpfungsgliedes ist dabei gestrichelt dargestellt.

Es wird deutlich, dass eine Vergrößerung von  $R_1$  zu größerer Bandbreite, aber geringerem Resonanzwiderstand führt. Wohingegen eine Verkleinerung von  $n$  zu größerer Bandbreite bei gleichem Resonanzwiderstand führt, jedoch die Induktivität ansteigen lässt. Eine Vergrößerung des Resonanzwiderstandes verändert die Bandbreite nicht und verschiebt letztlich den gesamten Impedanzverlauf nach oben, was natürlich auch die Induktivität steigen lässt.

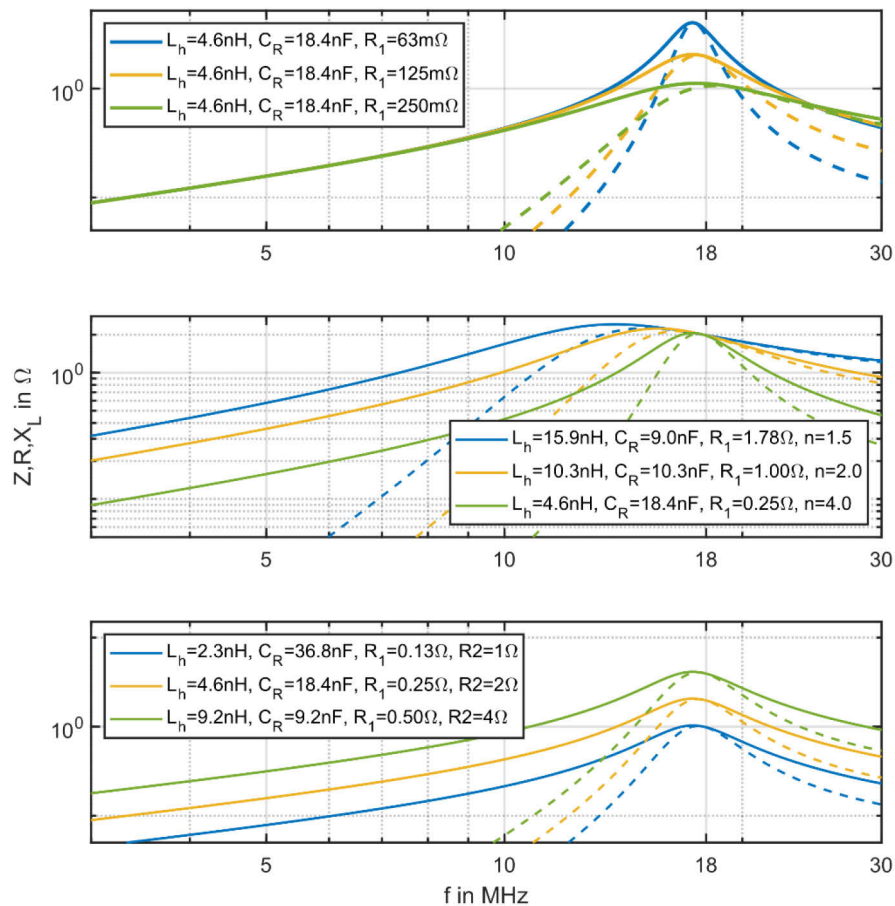
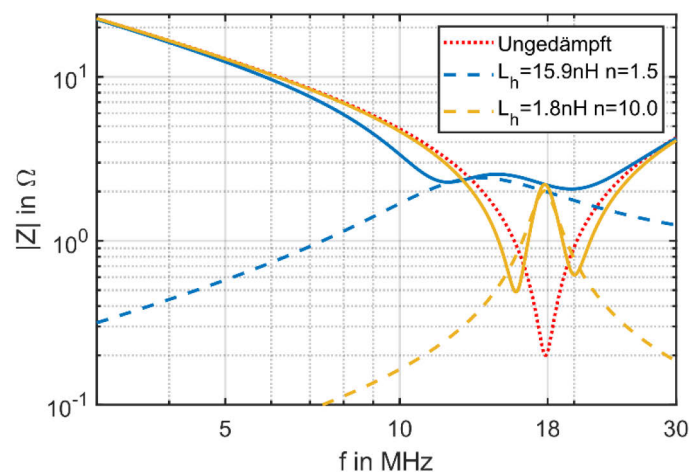


Abbildung 4.2: Frequenzgang der Resonanztransformation abhängig von  $R_1$  (oben),  $n$  (mitte) und  $R_2$  (unten)

Die Schwierigkeit bei diesem Verfahren besteht nicht nur darin einen guten Kompromiss zwischen Dämpfung und Überspannungsspitze, also  $R_2$  und  $L_h$ , zu finden, sondern gleichzeitig auch die Bandbreite des Dämpfungsgliedes im Auge zu behalten. Wird, wie in [18], großer Wert auf eine geringe Überspannungsspitze gelegt, kann zwar noch eine signifikante Dämpfung erreicht werden, aber es treten an den Rändern der Bandbreite des Dämpfungsglied neue Schwingungen auf. Das ist Abbildung 4.3 dargestellt. In Rot gestrichelt ist dort der Impedanzverlauf des ungedämpften Reihenschwingkreises abgebildet. Dieser wird an der Stelle  $f = 18 \text{ MHz}$  durch beide Dämpfungsglieder gleichermaßen gedämpft, siehe blaue und gelbe Linie.

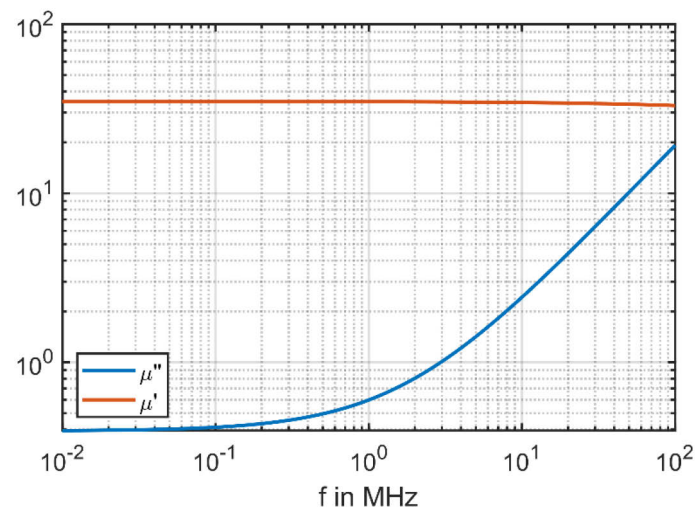
Das schmalbandigere Dämpfungsglied lässt allerdings zwei neue Grenzfrequenzen unter- und oberhalb von  $18 \text{ MHz}$  entstehen, während das breitbandigere diese verhindert. Dazu ist allerdings eine größere Induktivität notwendig. Positiv an der Möglichkeit einer beliebig schmalbandigen Auslegung ist wiederum die Tatsache, dass die Bandbreite in Hinblick auf die Stromflanke begrenzt werden kann, die Verluste während dieser also minimal gehalten werden können. Das alles setzt allerdings voraus, dass alle Elemente, parasitäre genau wie die des Dämpfungsgliedes, in Hinblick auf Temperaturänderung, Frequenz, Strom, Spannung und Alterung keine signifikanten Parameteränderungen aufweisen.



**Abbildung 4.3: Einfluss der Bandbreite auf das Dämpfungsverhalten**

Was die konkrete Umsetzung dieses Ansatzes angeht, ist auf die sekundärseitige Streuinduktivität das Hauptaugenmerk zu richten. Die Auswirkung auf die Grenzfrequenz des Dämpfungsgliedes kann recht einfach dadurch kompensiert werden, dass die gesamte sekundärseitige Induktivität in der obigen Berechnung verwendet wird. Allerdings verringert die sekundärseitige Streuinduktivität auch die Dämpfung, daher ist es sinnvoll diese minimal zu halten. Das gelingt vor allem durch eine hohe Zahl gleichmäßig über den Umfang verteilter Windungen. Eine hohe Windungszahl führt allerdings zu größeren Windungskapazitäten, die den Dämpfungseffekt ebenfalls abschwächen können. Daher ist für die Geringhaltung der Windungszahl eine Feldführung durch einen Kern sinnvoll.

Da für eine signifikante Dämpfung eine wesentlich größere Induktivität erforderlich ist, als sie in [18] verwendet wurde, ist eine Luftspule aufgrund der Größe ohnehin problematisch. Als Kernmaterial wird hier im Gegensatz zu dem Kernverlust-Ansatz ein bis in hohe Frequenzbereiche lineares und verlustarmes Material benötigt. Auch hier eignet sich ein Eisenpulverkerne in besonderer Weise. Als Pulvermaterial hat dabei Carbonyl-Eisen die besten Eigenschaften. Um das Dämpfungsglied möglichst klein zu halten, ist die Permeabilität möglichst hoch zu wählen. Mit  $\mu_i = 35$  besitzt das Material Mix-3 bei den geforderten Randbedingungen wohl die größte Permeabilität. In Abbildung 4.4 ist der aus den Daten des Herstellers errechnete Frequenzverlauf der komplexen Permeabilität aufgetragen.



**Abbildung 4.4: Komplexe Permeabilität Mix-3**

Bis 100 MHz bleibt der Realteil der Permeabilität  $\mu'$  nahezu konstant. Auch die Verluste bleiben bis 10 MHz sehr gering und auch darüber klein gegenüber der Induktivität.

Auf eine von dieser Grundkonzeption ausgehende simulative Untersuchung und praktische Überprüfung wird im Rahmen dieser Arbeit abgesehen. Das liegt vor allem darin begründet, dass die direkte Dämpfung durch einen Eisenpulverkern erhebliche Vorteile in der Konstruktion und den zu erwartenden Kosten hat. Sollte sich jedoch im Rahmen weitergehender Untersuchungen herausstellen, dass die Kernverluste für einen praktischen Einsatz zu groß sind oder sich andere Nachteile offenbaren, könnte der Ansatz der Resonanz-Transformation eine gute Alternative sein. Der größte Vorteil dürfte die gute Einstellbarkeit der Frequenzeigenschaften sein, die bei Eisenpulverkernen nur über Veränderungen im Material und Herstellungsprozess erreicht werden können.

### 4.1.2 Dämpfung durch Eisenpulverkerne

Die Grundidee wurde bereits in Kapitel 3 erläutert und die Ideengenese in der Einleitung dieses Kapitels dargestellt. Hier soll nun die konkrete Material- und Kernauswahl getroffen werden.

Die Anforderungen an das Material sind möglichst große Verluste bei der Frequenz der parasitären Schwingung und bei der Frequenz der Stromflanke möglichst geringe Verluste und eine möglichst kleine Induktivität. Da die Induktivität durch die Kerngeometrie eingestellt werden kann, ist vor allem das Verhältnis der Gesamtverluste zur Induktivität von Interesse. Das Verhältnis der Verluste zur Induktivität wird gerade durch den in 4.15 definierten Verlusttangens angegeben.

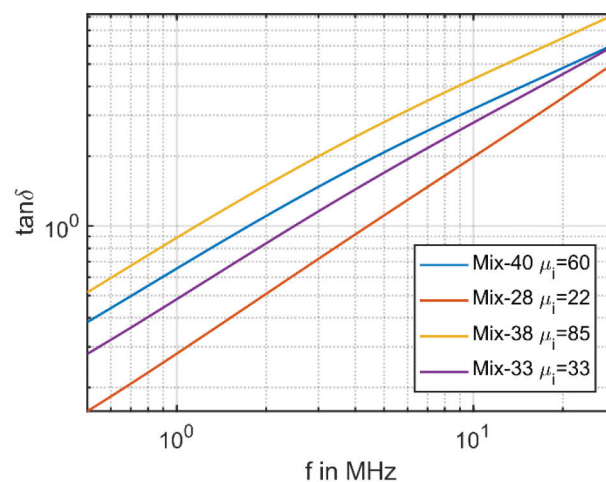
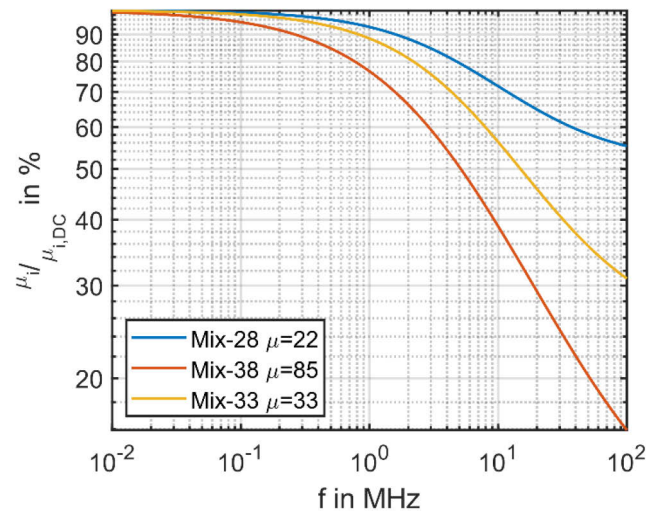


Abbildung 4.5: Vergleich Pulvermaterialien

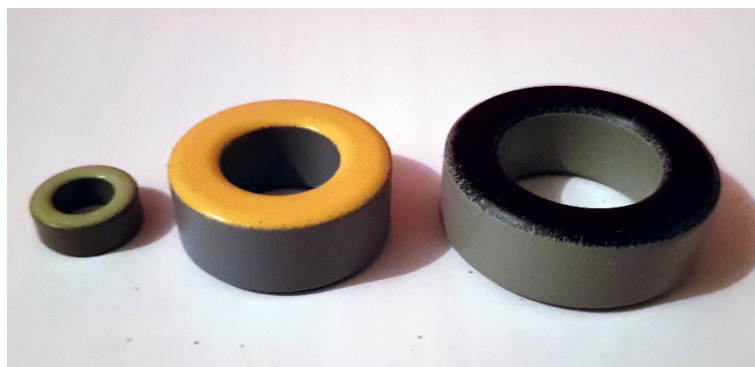
Mit der oben beschriebenen Methodik können anhand der Daten des Herstellers die Verlusttangente verschiedener Materialien in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt werden. Für eine gute Dämpfung im Bereich 10 – 30 MHz eignen sich aufgrund des hohen Verlusttangens in diesem Bereich besonders die in Abbildung 4.5 dargestellten Materialien. Neben guter Dämpfung der Schaltschwingungen, soll das Material während der Stromflanke möglichst geringe Verluste erzeugen. Dämpfung und Kernverluste sind also gegeneinander abzuwägen. Das Material Mix-28 würde sich vor diesem Hintergrund wohl am besten eignen.

Um die Auswirkungen der Materialeigenschaften untersuchen zu können, wurden außerdem die Materialien Mix-33 und Mix-38 ausgewählt. Letzteres auch wegen seiner hohen Permeabilität, die eine kleine Bauform ermöglicht. Die Frequenzabhängigkeit der Induktivität ist insbesondere in Bezug auf die zu erwartende Überspannungsspitze von Interesse.



**Abbildung 4.6: Permeabilität in Abhängigkeit der Frequenz**

In Abbildung 4.6 sind die Permeabilitäten der drei Kernmaterialien bezogen auf die statische dargestellt, was einen direkten Vergleich zulässt.



**Abbildung 4.7: Verwendete Eisenpulverkerne v.l.n.r T50-28, T106-33 und T130-38**

Erzeugt wurden die Daten aus dem vom Hersteller zur Verfügung gestellten Modell und den entsprechenden Koeffizienten [21].

Da die Verluste nach 4.13 proportional zur Induktivität sind, wäre für die Dämpfung eine möglichst große Induktivität wünschenswert. Da aber mit steigender Induktivität auch die nicht zur Dämpfung beitragenden Verluste während des Schaltvorgangs und auch die Überspannungsspitze zunehmen, kann diese nicht beliebig groß gewählt werden. Bei sonst gleichen Eigenschaften wäre daher eine positive Steigung der Permeabilität mit der Frequenz der Idealfall. Dann wäre die Induktivität während der Schaltflanke geringer, und damit auch unerwünschte Verluste und die Überspannungsspitze, als während der Schaltschwingungen. Das entspricht offensichtlich nicht den tatsächlichen Verhältnissen, allerdings könnte die Wahl dann auf das Material mit der geringsten negativen Steigung der Permeabilität fallen, was wiederum das Material Mix-28 ist.



Tabelle 4.1: Ausgewählte Kerne

Bezeichnung	Hersteller	$\mu_i$	L @f=10 kHz [nH]	$\tan\delta$ @f=20 MHz
T50-28	Tangda	22	11,5	3,6
T106-33	Micrometals	33	40	4,5
T130-38	Micrometals	85	90	6,5

Für die Messungen am Testaufbau wurde auf verfügbare Kernformen zurückgegriffen. Grundsätzlich ist die Form der Kerne aber relativ frei gestaltbar. Die untersuchten Kerne sind in Tabelle 4.1 aufgeführt und in Abbildung 4.7 abgebildet. Anfangspermeabilität und Induktivität sind Herstellerangaben, die Werte der Verlusttangente stammen aus eigenen Berechnungen auf Grundlage von Herstellerdaten.

## 4.2 Überführung der Kernverlustmodelle in die komplexe Permeabilität

Der Grund warum die Darstellung der Kernverluste bei Ferriten oft als komplexe Permeabilität erfolgt, ist wohl darin zu suchen, dass so mit einem Blick erkennbar ist, für welchen Frequenzbereich ein Material sich zur Dämpfung eignet und für welchen als verlustarmer Energiespeicher. Der Punkt, wo sich in Abbildung 2.6 reelle und imaginäre Permeabilität schneiden, kann als Grenze zwischen dem induktiven und dem resistiven Frequenzbereich gesehen werden und soll als Schnittfrequenz bezeichnet werden. Es kann also direkt abgelesen werden, dass sich das Material zur Dämpfung von Schwingungen mit mehr als 2,5 MHz eignet.

Für eine gegebene Kernform lassen sich die Kernverluste aus den entsprechenden Modellen berechnen und als imaginäre Permeabilität darstellen. Wird ein Ringkern mit rechteckigem Querschnitt betrachtet und vereinfachend ein unendlich langer Leiter durch den Mittelpunkt dieses Ringkernes angenommen, ergibt sich die magnetische Feldstärke aus dem Durchflutungsgesetz wie folgt

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = H \oint r d\varphi = 2\pi r H = I. \quad 4.5$$

Daraus ergibt sich die Flussdichte in einem isotropen Medium zu

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2\pi r} I. \quad 4.6$$

Der Fluss durch den Ringquerschnitt ergibt sich weiter zu

$$\Phi = \iint_A \vec{B} d\vec{A} = \int_0^h \int_{r_i}^{r_a} B dr dz = \frac{\mu\mu_0 h I}{2\pi} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right). \quad 4.7$$

Womit sich die Induktivität des Ringkerns als auf den verursachenden Strom bezogener Fluss zu

$$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{\mu\mu_0 h}{2\pi} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \quad 4.8$$

berechnen lässt. Anstatt der Flussdichte  $B$  kann nun der Ausdruck aus Gleichung 4.6 in das entsprechende Kernverlustmodell  $p_V(f, B)$  eingesetzt werden. Die Gesamtverluste im Kern ergeben sich dann zu

$$P_K = \iiint p_V\left(f, \frac{\mu\mu_0}{2\pi r} I\right) dV = 2\pi h \int_{r_i}^{r_a} p_V(f, I, r) r dr. \quad 4.9$$

Hieraus kann mit 4.10 der Verlustwiderstand abgeleitet werden, mit dem die Kernverluste modelliert werden können.

$$R = \frac{2P_K}{I^2} \quad 4.10$$

Auf die gleiche Weise wird auch in Feldsimulatoren der Widerstand einer Anordnung bestimmt, wenn gleich die Verlustleistung dort aus der Lösung der Feldgleichung berechnet wird. Angemerkt sei hier, dass diese Widerstandsdefinition sich nicht zwingend mit der der Netzwerktheorie deckt [22].

Da für die Frequenzbereiche, in denen der Kern in dieser Anwendung verwendet werden soll, die Wirbelstromverluste dominieren, lohnt sich eine analytische Betrachtung des Wirbelstrom-Verlustwiderstands. Für das Kernverlustmodell aus 2.10 ergibt sich für den Wirbelstromanteil

$$P_{K,W} = 2\pi h \int_{r_i}^{r_a} r d \left( \frac{\mu\mu_0}{2\pi r} I \right)^2 f^2 dr. \quad 4.11$$

Und mit 4.10 der Widerstand

$$R_W = 4\pi h \int_{r_i}^{r_a} r d \left( \frac{\mu\mu_0}{2\pi r} \right)^2 f^2 dr = 4\pi h d \left( \frac{\mu\mu_0}{2\pi} f \right)^2 \ln \left( \frac{r_a}{r_i} \right). \quad 4.12$$

Wobei  $d$  die vom Hersteller angegebene Verlustzahl für die Wirbelstromverluste ist.

Was sofort auffällt, ist die Tatsache, dass der Widerstand, der die Wirbelstromverluste repräsentiert nicht vom Strom abhängt und dieser daher, stromunabhängige Permeabilität vorausgesetzt, linear ist. Außerdem wird angenommen, dass die wirkliche Permeabilität des Eisens für alle Frequenzen konstant ist. Das diese Annahme für hohe Frequenzen zu fehlerhaften Verlustmodellen führt, wird im Verlauf dieser Arbeit deutlich.

Wird 4.8 in 4.12 eingesetzt, zeigt sich außerdem, dass der Wirbelstrom-Verlustwiderstand des Kerns proportional zu seiner Induktivität ist.

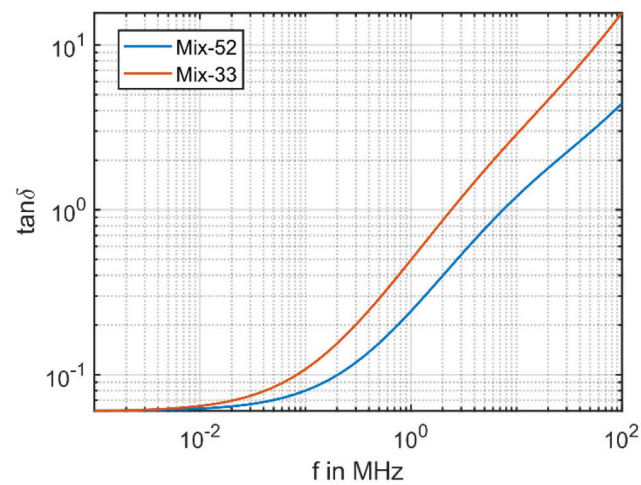
$$R_W = 2d\mu\mu_0 L f^2 \quad 4.13$$

Wird die relative Permeabilität in 4.8 gleich eins gesetzt, ergibt sich die Induktivität des Kernvolumens ohne Kernmaterial  $L_0$ . Diese Rechnung ist nur dann ohne weiteres möglich, wenn die magnetische Feldstärke überall parallel zur Kernoberfläche verläuft, was für einen Ringkern der Fall ist [5]. Nun kann der Realteil von 2.7 mit 4.10 gleichgesetzt werden

$$\mu'' \omega L_0 = \frac{2P_K}{I^2} \rightarrow \mu'' = \frac{2P_K}{\omega L_0 I^2} \quad 4.14$$

Bei bekanntem Frequenzverlauf der reellen Permeabilität und bekannten Modell für die Kernverluste, kann also für eine gegebene Kernform die imaginäre Permeabilität angegeben werden. Diese Darstellung

bietet nun die Möglichkeit verschiedene Materialien gegeneinander zu vergleichen oder die Auswirkungen verschiedener Kernformen auf das Frequenzverhalten zu untersuchen.



**Abbildung 4.8: Verlusttangens Mix-33 und Mix-52**

Da für die Anwendung als Dämpfungsglied nicht nur die Verluste von Interesse sind, sondern die Verluste in Bezug auf die Induktivität bietet es sich an bei diesem Vergleich nicht die komplexe Permeabilität als solche zu vergleichen, sondern den Tangens des Verlustwinkels.

$$\tan \delta = \tan \left( \arctan \left( \frac{\operatorname{Re}(Z)}{\operatorname{Im}(Z)} \right) \right) = \frac{\mu''}{\mu'} \quad 4.15$$

In Abbildung 4.8 ist der Verlusttangens für zwei unterschiedliche Materialien dargestellt. Beide haben unterschiedliche Anfangspermeabilitäten, trotzdem ist nun ein direkter Vergleich möglich. Es ist sofort ablesbar, ab welcher Frequenz das Kernmaterial resistiv wirkt, und zwar genau dann, wenn  $\mu''$  größer als  $\mu'$  wird, der Verlusttangens also größer eins wird. Das ist ab der zuvor bereits definierten Schnittfrequenz der Fall. Mix-33 kann also zur Dämpfung von Schwingungen größer 2,5 MHz eingesetzt werden, Mix-52 dagegen erst für Schwingungen größer 7,5 MHz. Auf Grundlage dieser Darstellung kann also anhand einfacher Parameter eine passende Materialauswahl getroffen werden.

### 4.3 Halbanalytische Berechnung des Frequenzgangs

Die Frequenzgang eines Kernes, kann mit 4.8 - 4.10 auch aus den Daten des Herstellers berechnet werden. Dazu ist lediglich die numerische Integration von 4.9 nötig. Ein Vergleich beider Verfahren anhand des Kernes T50-28 ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Beide Verläufe sind nahezu deckungsgleich, ab ca. 1 MHz ist der relative Fehler des halb-analytischen Verfahrens bei unter 2%. Das zeigt, dass zumindest für Ringkerne zur Einschätzung der Frequenzeigenschaften eines bestimmten Kerns keine Feldberechnung mit entsprechender Software notwendig ist.

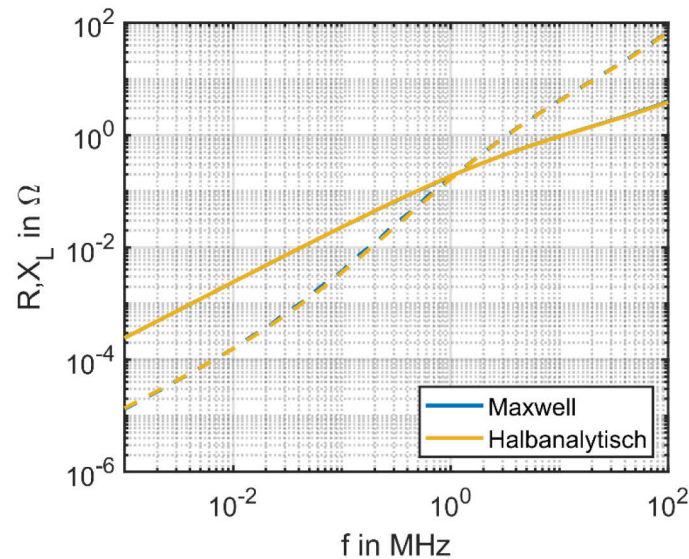


Abbildung 4.9: Vergleich halbanalytische und Maxwell2D-Berechnung für Kern T50-28

## 4.4 Feldsimulation mit ANSYS Q3D/Maxwell 2D

Für die simulative Untersuchung des Kernverhaltens wurde auf Feldsimulatoren zurückgegriffen. Dabei wurden zwei Verfahren zu zwei unterschiedlichen Zwecken verwendet. Zum einen wurde die Streuinduktivität der verwendeten Verschienung mit Q3D extrahiert. Zum andern wurde der Frequenzgang des Kernes mit Maxwell 2D berechnet. Außerdem wurden mithilfe des zeitabhängigen Löses in Maxwell 2D die Kernverluste simulativ abgeschätzt. Die Rahmenbedingungen der einzelnen Simulationen werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### 4.4.1 Parameter-Extraktion mit Q3D

Der oben beschriebene Aufbau wurde in Q3D und MAXWELL 2D simulativ untersucht. Da der interne Aufbau der Kondensatoren und des Moduls nicht bekannt ist, wurden diese Komponenten durch den Datenblättern entnommene Ersatzinduktivitäten modelliert. Für die Kondensatoren wurden dabei jeweils  $20\text{ nH}$  angenommen. Die vier parallelen Kondensatoren wurden zu einer Induktivität  $L_{ZK} = 5\text{ nH}$  zusammengefasst. Für die Verschienung lag ein CAD-Modell vor, dass in Q3D importiert wurde. Abbildung 4.10 zeigt dieses Modell.

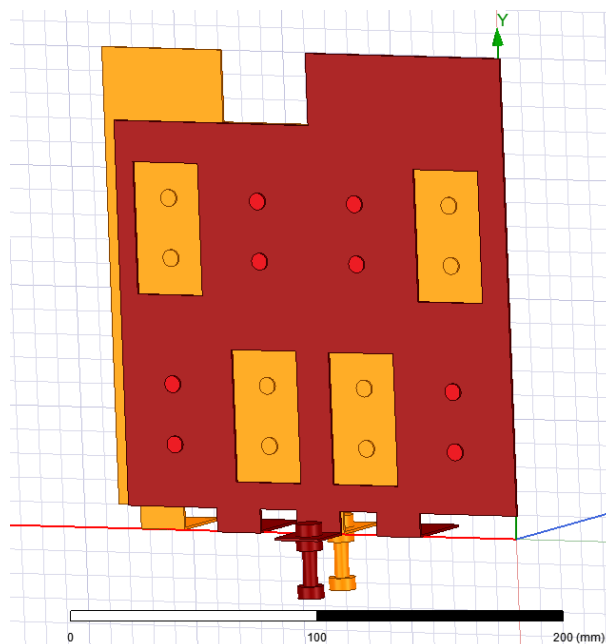


Abbildung 4.10: Q3D-Modell der Zwischenkreisverschienung

Die für die Kondensatoren vorgesehenen Bohrungen wurden gefüllt und die entstandenen Flächen als Quelle bzw. Senke definiert. Dabei wurden alle acht Bohrungen je Schiene, zwei Bohrungen je Kondensatorpol, als eine einzige Quelle bzw. Senke zusammengefasst. Die Schrauben und die zugehörigen Muttern, die für das Einbringen der Kerne vorgesehen sind, wurden als Zylinder modelliert. Die Fläche unter der untersten Mutter diente dann als Senke bzw. Quelle der jeweiligen Schiene.

In Q3D wurde also eine Matrix aus zwei Netzen gelöst, mit je einer Selbst- und einer Koppelinduktivität. Diese wurde als Reihenschaltung zusammengefasst, sodass nur noch eine einzige Induktivität  $L_V$  für die gesamte Verschiebung übrig bleibt. Da für das Prototypen-Modul kein Datenblatt vorhanden war, wurde für die Modulinduktivität  $L_M$  der Datenblattwert des Schwestermoduls verwendet. Die gesamte Streuinduktivität ergibt sich damit zu

$$L_\sigma = L_{ZK} + L_V + L_M \quad 4.16$$

#### 4.4.2 Berechnung des Frequenzgangs mit Maxwell 2D

Da die magnetische Feldstärke an der Ober- und Unterseite der Kerne tangential verlaufen, konnten diese als Symmetrieflächen angesehen werden und der Kern daher in nur zwei Dimensionen modelliert werden. Die Einsparung einer Dimension hat einen enormen Vorteil in Bezug auf die benötigten Rechenressourcen und sollte aufgrund der Symmetrie kaum zu Fehlern führen. Auch die X-Achse und die zur Y-Achse parallele Achse mittig zwischen beiden Kernen sind Symmetrieachsen. An letztgenannter ist die magnetische Feldstärke tangential zur Achse ausgerichtet, an erstgenannter normal. Damit vereinfacht sich das Modell weiter zu der grün hinterlegten Geometrie.



Abbildung 4.11: Maxwell 2D-Modell des Eisenpulverkerns

Um die Anzahl der Netzknoten nicht übermäßig wachsen zu lassen, wurden für den Leiter in Oberflächennähe engere Maschen zugewiesen und für den Kern eine maximale Kantenlänge der Maschen von  $0,2 \text{ mm}$ . Das Netz des letzten Durchgangs ist für den Kern T50-28 in Abbildung 4.9 dargestellt.

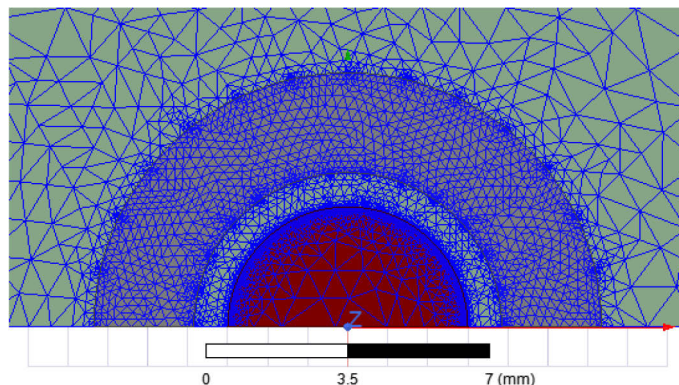


Abbildung 4.12: Generiertes Netz für den Kern T50-28

Gut erkennbar ist das grobmaschige Netz im Innern des Leiters und das feinmaschige Netz auf der Oberfläche. Als Erregung wurde ein Strom durch den Leiter definiert bzw. der halbe Strom durch den halben

Leiter. Bei gewünschter Erregung von 50 A also 25 A. Das entspricht etwa der Größenordnung, der ungedämpften Schaltschwingungen des Stromes bei 200 A Laststrom. Zur Modellierung der Kernverluste wurde ein Kernverlustmodell anhand der Herstellerdaten parametrisiert.

Es handelt sich also in Bezug auf die Kernverluste nicht um eine Lösung der Maxwell-Gleichungen, sondern eine Berechnung anhand der entstehenden magnetischen Flussdichten, der Frequenz und dem Verlustmodell des Herstellers. Die errechneten Kernverluste wurden dann gemäß 4.10 in einen äquivalenten Serienwiderstand überführt. Das Modell wurde bei einer Frequenz von 20 MHz gelöst, was im Bereich der zu erwartenden Schaltschwingungen liegt. Anschließend wurde der Frequenzgang von 1 Hz bis 100 MHz simuliert. Da nur die Induktivität des Kernes selbst benötigt wird, wurde diese gemäß 4.17 mit dem Field-Calculator aus den Feldgrößen nur für die Kerngeometrie berechnet.

$$L = \frac{h}{\hat{I}^2} \iint_{A_{Kern}} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}^* dA \quad 4.17$$

#### 4.4.3 Simulation der Kernverluste mit dem Maxwell 2D Zeitbereichs-Löser

Zur simulativen Untersuchung der Schaltverluste im Kern, wurde mit dem Zeitbereichs-Löser ein zeitlicher Verlauf des Erregerstromes anhand einer Tabelle vorgegeben. Zur Beurteilung der Verluste während der Stromflanke wurde der Stromverlauf aus einer Simulation mit dem Schaltkreissimulator Simetrix verwendet. Für den MOSFET stand dabei das zum Modul gehörige Modell für einen einzelnen Chip mit  $R_{DS,on} = 45 \text{ m}\Omega$  zur Verfügung. Dieses wurde entsprechend dem  $R_{DS,on} = 3 \text{ m}\Omega$  des Moduls 15-fach parallelgeschaltet und so das Schaltverhalten des Moduls nachgebildet. Für die Zwischenkreisinduktivität der Verschienung wurde dabei der mit Q3D gewonnene Wert verwendet.

In Maxwell 2D kann mit dem Zeitbereichslöser entweder die Abhängigkeit vom Strom simuliert werden, also die Sättigungseffekte, oder die Abhängigkeit von der Frequenz. Beide Abhängigkeiten gemeinsam können nicht abgebildet werden. Aus diesem Grund wurde auf eine Betrachtung der Sättigungseffekte verzichtet.

#### 4.4.4 Methodik zur Auswertung der MAXWELL-Ergebnisse

Maxwell 2D erzeugt für ein gegebenes Problem einen Impedanzverlauf über der Frequenz. Zwar kann aus diesem Impedanzverlauf anhand des RLC-Ersatzschaltbildes eine Untersuchung im Frequenzbereich durchgeführt werden. Für den direkten und anschaulichen Vergleich verschiedener Methoden und Varianten ist allerdings der transiente Verlauf von größerem Interesse.



Der Idealfall würde ein Modell darstellen, das sich in einem Schaltkreissimulator verwenden lässt, da dann die simulative Untersuchung zusammen mit dem MOSFET-Modell durchgeführt werden könnte. Aufgrund der starken Frequenzabhängigkeit der Kernverluste und der Permeabilität ist das allerdings nicht mit Ersatzschaltungen überschaubarer Ordnung möglich. Einfache Ersatzschaltungen können zwar das Verhalten in einem engen Frequenzbereich recht gut wiedergeben, genügen aber nicht um einen guten Vergleich zwischen verschiedenen Methoden und Varianten durchführen zu können. Im in ANSYS integrierten Schaltkreissimulator Simplorer lässt sich ein Reduced-Order-Modell (ROM) aus einer quasistationären Maxwell-2D-Lösung erstellen. Bei der Erstellung dieses Modells kann Passivität resp. Stabilität erzwungen werden, weshalb sich diese Modelle gut in Schaltkreissimulationen einsetzen lassen. Aber auch dieses Modell weicht gerade im unteren Frequenzbereich recht stark von der Maxwell3D-Lösung ab. Selbst wenn also ein MOSFET-Modell für den ANSYS Simplorer zur Verfügung stünde, wäre eine Simulation in Verbindung mit dem ROM nicht zwingend eine gute Abbildung des tatsächlichen Verhaltens.

Wenn es allerdings in erster Linie darum geht, einzuschätzen, ob eine Anordnung eine gute Dämpfung besitzt, kann auch ein anderer Weg beschritten werden. Denn da die Schaltschwingungen am MOSFET durch einen RLC-Schwingkreis in guter Näherung nachgebildet werden können, reicht zur Beurteilung der Dämpfungseigenschaften eine Simulation im äquivalenten RLC-Schwingkreis aus. Wenn nun der Impedanzverlauf des Dämpfungsgliedes bekannt ist und auch die restlichen Glieder des RLC-Schwingkreises, dann kann ein gesamter Impedanzverlauf angegeben werden. Der Impedanzverlauf des Dämpfungsgliedes sei

$$Z_D(j\omega) = R_D(\omega) + jX_{L,D}(\omega) \quad 4.18$$

und der Impedanzverlauf des RLC-Schwingkreises ohne Dämpfungsglied

$$Z_{RLC}(j\omega) = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right), \quad 4.19$$

dann ist der Impedanzverlauf der gesamten Anordnung

$$Z_{ges}(j\omega) = R + R_D(\omega) + j\left(\omega L + X_{L,D}(\omega) - \frac{1}{\omega C}\right). \quad 4.20$$

Wenn nun die Spannung im systemtheoretischen Sinne als Eingangssignal betrachtet wird und der Strom als Ausgangssignal, dann lässt sich der reziproke Impedanzverlauf als Systemfunktion auffassen.

$$\frac{I(j\omega)}{U(j\omega)} = \frac{1}{Z_{ges}(j\omega)} = G(j\omega) \quad 4.21$$

Diese Systemfunktion kann nun mit dem Spektrum einer gewünschten Anregungsfunktion multipliziert werden. Diese Multiplikation im Frequenzbereich entspricht einer Faltung im Zeitbereich. Das anschließend rücktransformierte Signal entspricht also der Faltung eines Eingangssignals  $u(t)$  mit der Gewichtsfunktion  $g(t)$  des Reihenschwingkreises mit Dämpfungsglied.

$$i(t) = \mathcal{F}^{-1}\{U(j\omega)G(j\omega)\} \quad 4.22$$

Dasselbe Ergebnis wird erreicht, wenn die Herleitung nach [22] verwendet wird. Diese geht von der Überlegung aus, dass eine sinusförmige Spannung  $U_0 \sin(\omega t)$  in einem Zweig eines linearen Netzes einen ebenfalls sinusförmigen aber mit  $\varphi_Z(\omega)$  phasenverschobenen Strom mit der Amplitude  $I = \frac{U_0}{|Z(j\omega)|}$  hervorruft. Das kann mit der Schreibweise

$$U_0 \sin(\omega t) \rightarrow \frac{U_0}{|Z(j\omega)|} \sin(\omega t - \varphi_Z(\omega)) \quad 4.23$$

ausgedrückt werden. Analog für eine Cosinus-förmige Spannung gilt dann

$$U_0 \cos(\omega t) \rightarrow \frac{U_0}{|Z(j\omega)|} \cos(\omega t - \varphi_Z(\omega)) \quad 4.24$$

Weiter kann

$$b(\omega)d\omega \sin(\omega t) \rightarrow b(\omega)d\omega \frac{1}{|Z(j\omega)|} \sin(\omega t - \varphi_Z(\omega)) \quad 4.25$$

und analog dazu

$$a(\omega)d\omega \cos(\omega t) \rightarrow b(\omega)d\omega \frac{1}{|Z(j\omega)|} \cos(\omega t - \varphi_Z(\omega)) \quad 4.26$$

geschrieben werden. Wobei  $a(\omega)$  die reelle und  $b(\omega)$  die imaginäre Amplitudendichte eines beliebigen Anregungssignals ist. Das Produkt  $a(\omega)d\omega$  bzw.  $b(\omega)d\omega$  kann hierbei als Amplitudendichte eines infinitesimal kleinen Frequenzbandes also näherungsweise einer einzigen Frequenz betrachtet werden. Der Stromverlauf im Zeitbereich kann als Superposition aller Frequenzen betrachtet werden und ergibt sich dann zu

$$i(t) = \int_0^\infty \frac{a(\omega)}{|Z(j\omega)|} \cos(\omega t - \varphi_Z(\omega)) d\omega + \int_0^\infty \frac{b(\omega)}{|Z(j\omega)|} \sin(\omega t - \varphi_Z(\omega)) d\omega. \quad 4.27$$

Wie leicht zu erkennen ist, ist das gerade die Form der Fourier-Rücktransformation in den Zeitbereich [23]

$$x(t) = \int_0^\infty \frac{\operatorname{Re}\{U(j\omega)H(j\omega)\} \cos(\omega t)}{\pi} d\omega + \int_0^\infty \frac{\operatorname{Im}\{U(j\omega)H(j\omega)\} \sin(\omega t)}{\pi} d\omega. \quad 4.28$$

Als Anregungssignal wird ein Einheitssprung gewählt, dieser hat die reelle Amplitudendichte

$$a(\omega) = \delta(\omega) \quad 4.29$$

und die imaginäre Amplitudendichte

$$b(\omega) = \frac{1}{\pi\omega} \quad 4.30$$

Damit wird aus 4.27 der Stromverlauf infolge eines Einheitssprunges der Spannung zu

$$i(t) = \frac{1}{|Z(0)|} + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin(\omega t - \varphi_Z(\omega))}{\omega |Z(j\omega)|} d\omega \quad 4.31$$

Da  $Z(j\omega)$  nicht analytisch vorliegt, also nur diskrete Werte vorhanden sind, muss **Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.** diskretisiert werden. Im einfachsten Falle kann das Integral in eine Summe überführt werden

$$i(t) = \frac{1}{|Z(0)|} + \frac{1}{\pi} \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{\sin(\omega t - \varphi_Z(\omega))}{\omega |Z(j\omega)|} \Delta\omega \quad 4.32$$

Die Spannung am Kondensator lässt sich nun mit

$$u_C(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(\tau) d\tau \text{ bzw. } u_C(t) = \frac{1}{C} \sum_{\tau=0}^t i(\tau) \Delta\tau \quad 4.33$$

bestimmen.

## 4.5 Testaufbau

Zur praktischen Untersuchung der Eisenpulverkerne wurde ein Testaufbau an einem Messplatz des Instituts für Elektrische Energietechnik aufgebaut. Dieser Aufbau und die Auswahl der zu untersuchenden Kerne werden in diesem Abschnitt beschrieben.

### 4.5.1 Doppelpuls-Schaltung

Für die experimentelle Untersuchung wurde der Doppelpuls-Test verwendet. Dabei wird eine Halbbrücke gemäß Abbildung 4.13 aufgebaut. Der obere Schalter wird dauerhaft an  $-5\text{ V}$  geklemmt, damit Spannungsanstiege an der parasitären Diode die Gatespannung nicht anheben können. Die Lastinduktivität  $L_L$  dient als Stromquelle.

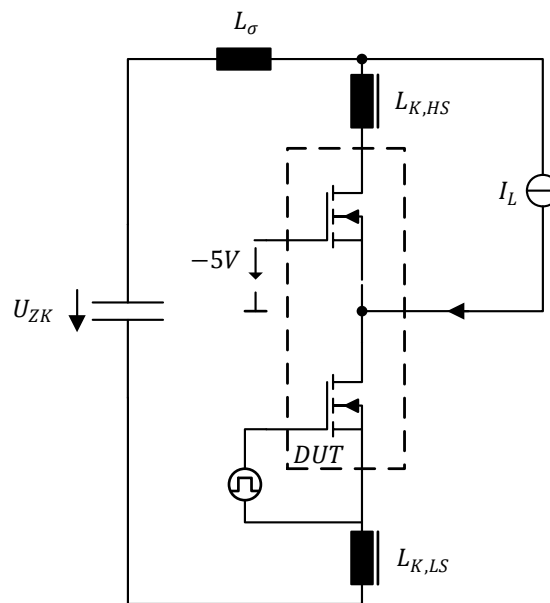
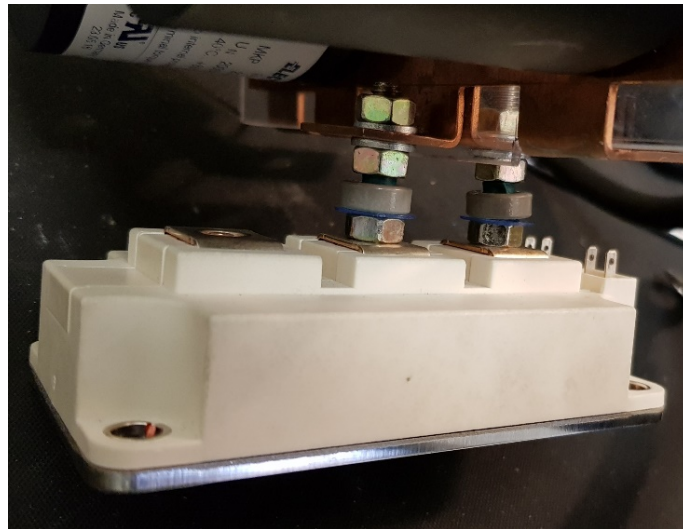


Abbildung 4.13: Ersatzschaltbild Doppelpuls-Test

Der untere Schalter ist das Device-Under-Test (DUT) und wird mit zwei Pulsen beschaltet. An diesem Schalter wird die Drains-Source-Spannung, die Gatespannung und der Drainstrom erfasst. Der erste Puls dient dem Einstellen des Laststromes. Die Pulsdauer richtet sich gemäß 4.34 nach der Größe des gewünschten Laststromes, der verwendeten Lastinduktivität und der Zwischenkreisspannung. Betrachtet werden dann die Schaltvorgänge bei negativer Flanke des ersten Pulses und positiver Flanke des zweiten Pulses, also der Aus- und Einschaltvorgang des unteren Schalters.

$$U_{ZK} = L_L \frac{di_L}{dt} \Rightarrow T_{Puls} = L_L \frac{I_L}{U_{ZK}} \quad 4.34$$

In Abbildung 4.14 ist ein Ausschnitt des tatsächlichen Aufbaus dargestellt. Zwischen Verschienung und Modulanschlüssen sind Gewindebolzen eingefügt worden, um die Ringkerne anbringen zu können. Das bedeutet, dass ein Kern im Pfad des oberen Schalters angebracht ist, der andere Kern im Pfad des unteren Schalters. In Abbildung 4.13 sind beide Kerne als  $L_{K,HS}$  und  $L_{K,LS}$  entsprechend eingezeichnet.



**Abbildung 4.14: Versuchsaufbau mit zwei T50-28 Kernen**

Neben diesem Aufbau wurde noch ein optimierter Aufbau verwendet, der sich darin unterscheidet, dass der Gewindebolzen auf die wirksame Länge einer Mutter und einer Scheibe gekürzt wurde, was mit  $6\text{ mm}$  einem Drittel der ursprünglichen Strecke zwischen Schiene und Modulanschluss entspricht. Das war deshalb möglich, weil für diese Messungen ein Kern der Größe T130 verwendet werden konnte, dessen Innendurchmesser mit ca.  $18\text{ mm}$  deutlich größer ist als der Außendurchmesser der Mutter. Für alle Messungen wurde das Prototypen-Modul FF3MR12KM1 der Fa. Infineon verwendet. Dieses SiC-MOSFET-Modul ist für eine Spannung bis  $1200\text{ V}$  ausgelegt und weist einen Einschaltwiderstand  $R_{DS,on}$  von  $3\text{ m}\Omega$  auf. Die Definition eines Nennstromes ist bei MOSFETs nicht eindeutig. Ein Vergleich anhand des Einschaltwiderstandes ist deshalb technisch sinnvoller. Für dieses MOSFET lag kein Datenblatt vor, es konnte aber auf das Datenblatt des Schwesternmoduls FF6MR12KM1 zurückgegriffen werden, welches einen Einschaltwiderstand von  $6\text{ m}\Omega$  besitzt. Dieses ist für einen Drain-Gleichstrom von  $250\text{ A}$  klassifiziert, weshalb für das verwendete Modul von  $500\text{ A}$  ausgegangen werden kann. Die meisten Messungen mit Kern wurden allerdings mit Rücksicht auf die Überspannungsspitze nur bis  $200\text{ A}$  Laststrom durchgeführt.

## 4.6 Messtechnik

Im Folgenden Abschnitt wird die verwendete Messtechnik beschrieben und ihre Grenzen diskutiert. Abschließend wird auf die Berechnung der Schaltenergien und die Schätzung der parasitären Elemente eingegangen.

### 4.6.1 Spannungsmessung

Die Drain-Source-Spannung und die Gatespannung wurden mit passiven Tastköpfen am Oszilloskop LeCroy Wavesurfer-104MXs-B aufgenommen. Die Abtastzeit betrug bei allen Messungen  $0,2\text{ ns}$ , was einer Abtastrate von  $5\text{ GHz}$  entspricht. Die Bandbreite des Oszilloskops liegt laut Datenblatt bei  $1\text{ GHz}$ . Der dynamische Fehler sollte demnach vernachlässigbar sein. Die aufgenommenen Werten wurden mit einem Butterworth-Filter 12. Ordnung mit der Grenzfrequenz  $100\text{ MHz}$  vorwärts und rückwärts gefiltert, um das Rauschen zu mindern, ohne den Phasenverlauf zu beeinflussen. Die gewählte Grenzfrequenz des Filters entspricht etwa dem fünffachen der maximal erwarteten Frequenz.

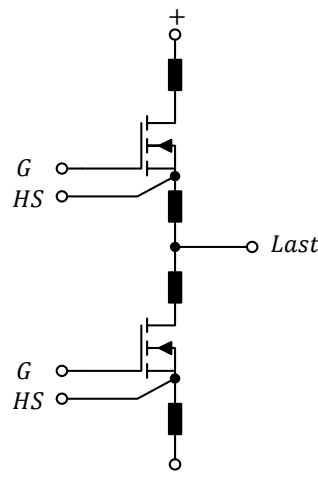


Abbildung 4.15: Ersatzschaltbild des Moduls

In Abbildung 4.15 ist das Ersatzschaltbild des verwendeten Moduls dargestellt. Dort sind auch verschiedene parasitäre Induktivitäten eingezeichnet, die im Modul auftreten und im Kommutierungskreis liegen.

Die Spannungsmessung wurde an den beiden Hilfs-Source-Anschlüssen angeklemt, die im Bild mit *HS* gekennzeichnet sind. Die gemessene Überspannungsspitze bildet nur die Induktivitäten ab, die nicht zwischen diesen beiden Messpunkten liegen. Das bedeutet zum einen, dass am Chip höhere als die gemessenen Überspannungen anliegen und zum anderen, dass die aus Überspannungsspitze und Stromgradient berechneten Induktivitäten nur einen Teil der Streuinduktivität des Moduls beinhalten. Da zwischen den Messpunkten nur die internen Induktivitäten etwa der Bonddrähte liegen, nicht aber die Anschluss-

spannen, kann davon ausgegangen werden, dass es sich um einen sehr geringen Teil der Modulinduktivität und einen noch geringeren Teil der gesamten Streuinduktivität handelt. Diese nicht erfasste Induktivität wurde daher vernachlässigt.

#### 4.6.2 Strommessung mit Rogowski-Spule

Für die Messung des Stromverlaufes wurde die Rogowski-Spule CWT6 der Fa. PEM verwendet. Zu beachten ist hierbei insbesondere, dass die Messung mit Rogowski-Spulen eine Verzögerungszeit beinhaltet, insbesondere wenn Frequenzbereiche nahe der Grenzfrequenz der Spule gemessen werden. Die Verzögerungszeit ist abhängig von der Frequenz des gemessenen Stromes und liegt laut Hersteller zwischen 20 und 200ns [24]. Insbesondere zur Identifikation der Streuinduktivität dürfen Spannungs- und Stromverlauf keine messbedingte Verzögerung aufweisen. Um diese Verzögerungszeit auszugleichen, wird die Annahme gemacht, dass das Maximum des Stromgradienten zeitgleich mit dem Maximum der Überspannungsspitze auftritt. Der Stromverlauf wird dann um die in den Messdaten vorhandene Zeitdifferenz der beiden Maxima verschoben und die Verzögerungszeit der Rogowski-Spule somit korrigiert.

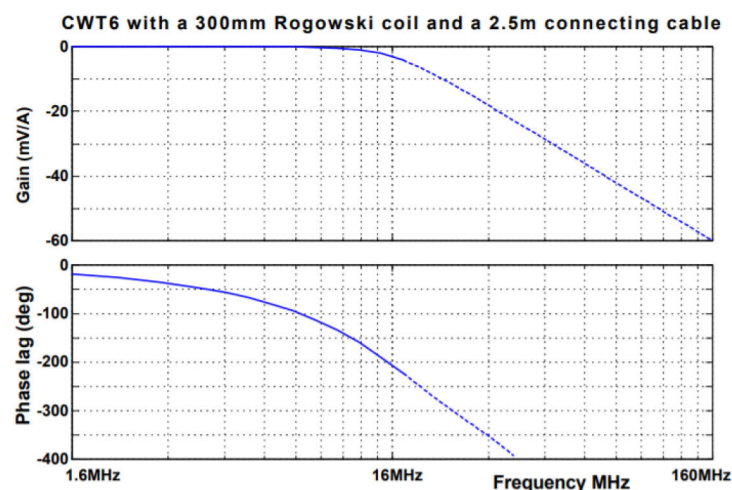


Abbildung 4.16: Frequenzgang der verwendeten Rogowski-Spule aus [24]

Wie Abbildung 4.16 zu entnehmen ist, ist die Phasenverschiebung allerdings nicht konstant und gerade im Bereich von  $16\text{ MHz}$  ist die Steigung des Phasengangs recht groß. Auch die Amplitude ist in diesem Bereich bereits abgeschwächt, bei der Grenzfrequenz  $f_{3dB} = 16\text{ MHz}$  eben um ca. 30%. Im untersuchten Testaufbau treten Schaltschwingungen mit ca.  $18\text{ MHz}$  auf. Diese sind zwar mit der verwendeten Rogowski-Spule noch darstellbar, allerdings ist anzunehmen, dass die unbekannte Verzögerungszeit und die unbekannte Amplitudenschwächung zur Parameteridentifikation der RLC-Ersatzschaltung und zur Errechnung der Verlustenergie bereits einen signifikanten Beitrag leisten.

In einer zweiten Messreihe musste aufgrund des geänderten Aufbaus eine andere Rogowski-Spule verwendet werden. Hier kam die Spule CWT30 Mini zum Einsatz. Diese hat mit  $20\text{ MHz}$  eine nur geringfügig größere Bandbreite als die Spule CWT6, allerdings eine deutlich geringere Sensitivität. Da bei dieser

zweiten Messreihe nicht nur Schaltschwingungen außerhalb der Grenzfrequenz der Rogowski-Spule gemessen wurden, sondern auch Messungen ohne externen Gatewiderstand, lag auch die Frequenz der Stromflanke nahe dieser Grenzfrequenz.

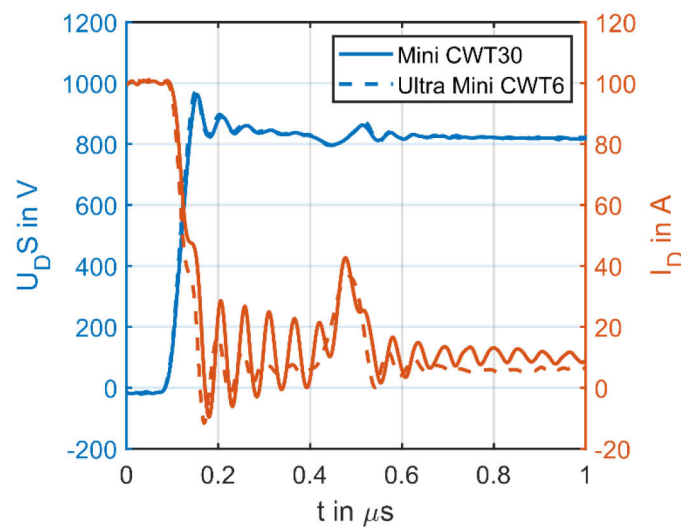


Abbildung 4.17: Vergleich Rogowski-Spulen CWT30 Mini und CWT6 Ultra Mini

Bei diesen Messungen war dann auch starkes Überschwingen der Rogowski-Spule zu beobachten, wie es in Abbildung 4.17 dargestellt ist. Aus diesem Grund wurden ausgewählte Messungen mit der Spule CWT6 Ultra Mini durchgeführt. Diese verfügt wiederum über eine bessere Sensitivität als die Spule CWT6, aber vor allem über eine mit 30 MHz fast doppelt so große Bandbreite. Allerdings ist der Messbereich mit maximal 100 A für die restlichen Messungen zu klein.

Mit dieser Spule sind auch bei Messungen ohne externen Gatewiderstand plausible Stromverläufe zu erfassen, wie Abbildung 4.17 zeigt. In der Abbildung wird außerdem ein weiterer Messfehler sichtbar, der durch die untere Grenzfrequenz der Rogowski-Spulen hervorgerufen wird. Diese hat ihre Ursache im Driftverhalten des eingesetzten Integrators. Und führt dazu, dass die Nulllinie nicht erreicht wird und ein dynamischer Offset entsteht. Zusammenfassend muss also gesagt werden, dass die aufgenommenen Stromverläufe nur im Falle der Ultra Mini CWT6-Spule zur Parameteridentifikation herangezogen werden können. Einzig bei den Messungen mit externem Gatewiderstand, kann mit einiger Sicherheit davon ausgegangen werden, dass die beiden anderen Spulen wenigstens während der Stromflanke ausreichend plausible Werte liefern.



### 4.6.3 Berechnung der Verlustenergien

Die Verlustenergie während eines Schaltvorgangs errechnet sich aus den Strom- und Spannungsverläufen zu

$$W = \int_0^{t_{on/off}} i(t)u(t)dt \quad 4.35$$

Wobei der Zeitpunkt  $t = 0$  der Moment des Einschaltens der Gatespannung ist und  $t_{on}$  bzw.  $t_{off}$  der Zeitpunkt, bei dem die Spannung den Durchlasswert erreicht bzw. der Strom zu Null wird.

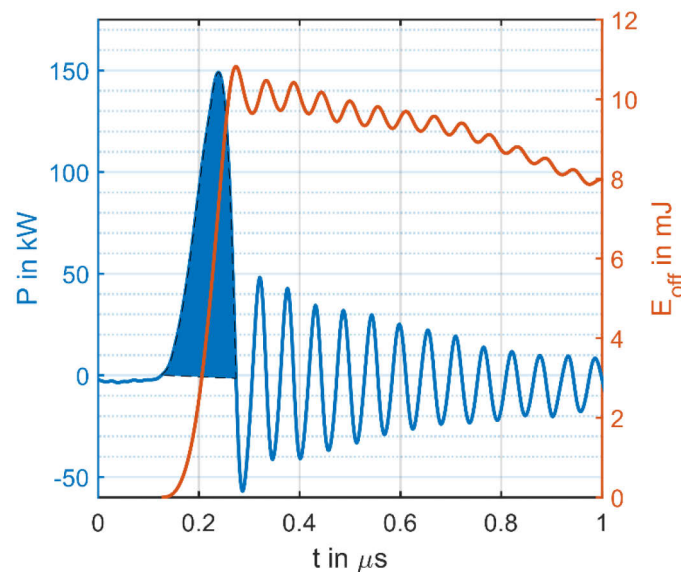


Abbildung 4.18: Bestimmung der Verlustenergie

Um die Leistung nach 4.35 berechnen zu können, müssen vor allem zwei Annahmen erfüllt sein. Weder der Strom noch die Spannung darf eine statische Messabweichung aufweisen. Außerdem dürfen die Strom- und die Spannungsmessungen keine unterschiedlichen Phasenverzögerungen aufweisen. Das kann in Bezug auf die Spannungsmessung wohl weitestgehend garantiert werden. Für die Strommessung ist weiter oben bereits diskutiert worden, dass es zu einer frequenzabhängigen Phasenverzögerung und einem Driftverhalten kommt. Das bedeutet, dass für die Strommessung keine der beiden Annahmen erfüllt ist und eine Berechnung der Verlustleistung fehlerbehaftet ist. Die Phasenverzögerung bei langsamem Schalten kann allerdings vernachlässigt bzw. als Totzeit betrachtet und kompensiert werden. Der Drifteffekt kann während der Stromtransiente ohnehin vernachlässigt werden. Für den Ausschaltvorgang wird die Schaltenergie also aus der in Abbildung 4.18 eingezeichneten Fläche berechnet. Die Größe dieser Fläche beträgt gerade den Maximalwert, der dort ebenfalls eingezeichneten Energie. Für den Einschaltvorgang wurde analog vorgegangen. Die Reverse-Recovery-Verluste der gegenüberliegenden Diode wurden nicht betrachtet.

#### 4.6.4 Parameteridentifikation RLC-ESB

Üblicherweise wird die Streuinduktivität  $L_\sigma$  mit 4.36 über die Überspannungsspitze und dem Stromgradienten während dieser identifiziert.

$$U_{DS} = \frac{di_D}{dt} L - U_{ZK} \quad 4.36$$

Zu berücksichtigen ist hier, dass die so identifizierte Induktivität derjenigen entspricht, die bei der Frequenz der Stromflanke auftritt. Während den Schaltschwingungen kann die Induktivität des Kernes aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Permeabilität allerdings deutlich kleiner sein. In 4.36 wird außerdem angenommen, dass der Widerstand im Kommutierungskreis vernachlässigbar ist. Das ist wohl üblicherweise, also ohne Dämpfungsglied, auch der Fall. Mit Dämpfungsglied kann diese Annahme allerdings nicht ohne weiteres gemacht werden, sodass sich stattdessen die Gleichung 4.37 ergibt.

$$U_{DS} = L_\sigma \frac{di_D}{dt} + R_\delta i_D + U_{ZK} \quad 4.37$$

Da sowohl die Induktivität des Kernes als auch der Verlustwiderstand in unbekannter Weise frequenzabhängig sind, kann eine exakte Identifikation der Streuinduktivität und damit der Induktivität des Kernes nicht erfolgen. Es bleibt daher nur, den daraus resultierenden Fehler zu vernachlässigen und die Identifikation der Induktivität während der Stromflanke nach 4.36 durchzuführen.

Für die Identifizierung der Ersatzkapazität wurden, aufgrund der oben geschilderten Tatsache nur Messungen ohne Kern herangezogen. Bei diesen Messungen wird davon ausgegangen, dass sich die Streuinduktivität während der Schaltflanke und während der Schaltschwingungen unverändert bleibt. Weiter wird angenommen, dass nach vollständigem Sperren des MOSFET ein idealer RLC-Reihenschwingkreis vorliegt. Die Kapazität lässt sich dann mithilfe der nach 4.36 identifizierten Streuinduktivität aus der Frequenz der Schaltschwingung berechnen.

$$C_D = \frac{1}{\omega^2 L_\sigma} \quad 4.38$$

Für die Messungen mit Kern lassen sich die Streuinduktivitäten während der Schaltschwingung dann mithilfe der Ersatzkapazität ebenfalls aus der Frequenz der Schwingung errechnen. Der Widerstand in einem RLC-Reihenschwingkreis lässt sich mit

$$R = 2d \sqrt{\frac{L_\sigma}{C_D}} = \frac{2d}{\omega C_D} \quad 4.39$$

berechnen. Mit  $d$  wird dabei die Dämpfung bezeichnet. Diese lässt sich mit 4.40 aus dem Amplitudenverhältnis der einzelnen Schwingungen berechnen.  $\Delta h_1$  ist dabei die Spitze der ersten positiven Halbwelle nach der Überspannungsspitze und  $\Delta h_2$  die der zweiten positiven Halbwelle jeweils abzüglich der Zwischenkreisspannung.

$$d = \frac{\ln\left(\frac{\Delta h_1}{\Delta h_2}\right)}{\sqrt{4\pi^2 + \ln^2\left(\frac{\Delta h_1}{\Delta h_2}\right)}} \quad 4.40$$

Um die Messfehler der Rogowski-Spule nicht in diese Berechnungen einfließen zu lassen, wurden für die Frequenz und die Amplituden Werte aus der Spannungsmessung verwendet.

## 5. Ergebnisse

Die Grundidee der Dämpfung mit magnetischen Kernen wurde oben bereits skizziert. Die Auswahl der Kernmaterialien und der Kernformen wurde in Abschnitt 4.1.2 dargelegt. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Simulationen und die Ergebnisse der praktischen Überprüfung vorgestellt.

### 5.1 Simulationsergebnisse

#### 5.1.1 Frequenzgang und Zeitverhalten

Die Dämpfungseigenschaften der simulierten Kerne wurden anhand des RLC-Ersatzschaltbildes überprüft. Für die Ersatzkapazität wurde der Wert aus dem Datenblatt des Schwestermoduls verwendet und entsprechend dem  $R_{DS,on}$  skaliert.

$$C_D = 2 * 0,89nF = 1,78nF \quad 5.1$$

Für die Modulinduktivität wurde aufgrund der Tatsache, dass es sich um dieselbe Bauform handelt, der Datenblattwert des Schwestermoduls direkt übernommen. Zusammen mit der Induktivität für die Kondensator-Parallelschaltung und der mittels Q3D extrahierten Induktivität für die Verschienenung ergibt sich

$$L_\sigma = 20nH + \frac{20nH}{4} + 19,8nH = 44,8nH \quad 5.2$$

Es ist demnach eine Frequenz der Schaltschwingungen von  $f_0 = 17,8 MHz$  zu erwarten. Um die drei ausgewählten Kerne gut vergleichen zu können, werden die Kernhöhe so ausgelegt, dass alle Kerne bei Frequenz der Stromflanke dieselbe Induktivität aufweisen.

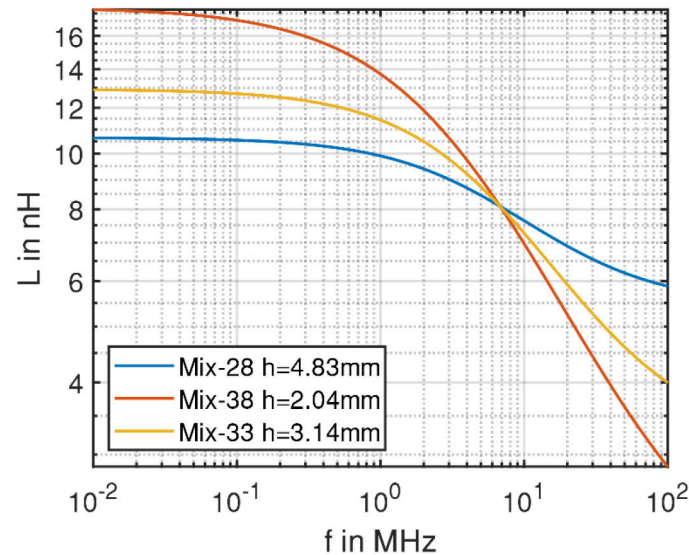
Wird die Stromflanke als eine Gerade angenommen und die Dauer dieser Flanke gemäß [1] mit

$$\tau_I = R_{G,ges} C_{ISS} \quad 5.3$$

berechnet, ergibt sich aus den Datenblattwerten eine Frequenz von

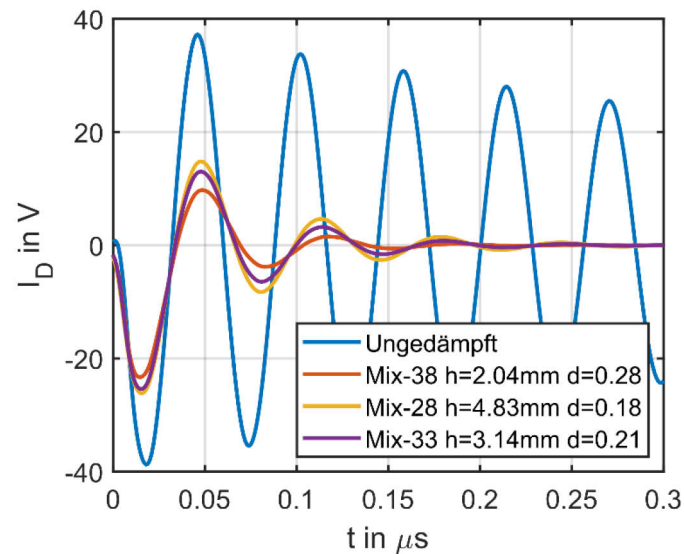
$$f_I = \frac{1}{2R_{G,ges} C_{ISS}} = \frac{1}{2 * 2,5\Omega * 2 * 14,7nF} = 6,8MHz \quad 5.4$$

Wobei für die Eingangskapazität  $C_{ISS}$  des MOSFET der Datenblattwert des Schwestermoduls verdoppelt wurde und der Datenblattwert für den internen Gatewiderstand auf  $0,5 \Omega$  halbiert wurde. Für den externen Gatewiderstand wurde demnach  $2 \Omega$  gewählt. Dieser Wert wurde auch in der Simetrix-Simulation eingestellt, mit welcher der Stromverlauf für die Verlustberechnung in Maxwell 2D simuliert wurde. Abbildung 5.1 zeigt den Frequenzverlauf der Induktivität der drei Kerne. Dort sind auch die Kernhöhen angegeben für welche alle Kerne bei  $6,8 MHz$  dieselbe Induktivität haben und somit eine ähnliche Überspannungsspitze. Die Kernhöhen sind als Gesamtkernhöhe zu verstehen. Da an jedem Anschluss des Moduls ein Kern liegt, sind die beiden jeweiligen tatsächlichen Kerne jeweils halb so groß.



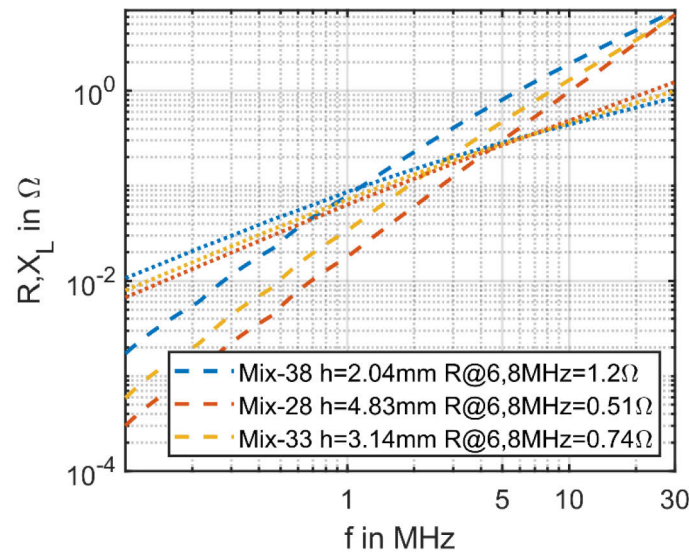
**Abbildung 5.1: Frequenzgang der Induktivität für die dimensionierten Kerne**

Werden diese Kerne in das RLC-Ersatzschaltbild eingesetzt und die Sprungantwort berechnet, ergeben sich die in Abbildung 5.2 dargestellten Stromverläufe. Für alle drei Materialien sind dabei sehr gute Dämpfungen zu erkennen.



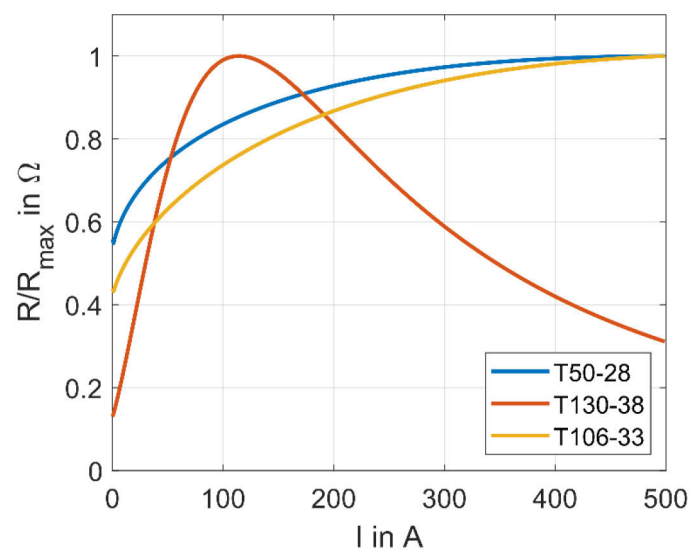
**Abbildung 5.2: Sprungantwort der simulierten Kerne in RLC-ESB**

Erwartungsgemäß ist die Dämpfung bei Mix-38 am höchsten und bei Mix-28 am geringsten. Wie allerdings Abbildung 5.3 zu entnehmen ist, geht diese bessere Dämpfung auch mit höheren Verlusten einher.



**Abbildung 5.3: Frequenzgang der ausgewählten Kerne**

Bei einer Schaltfrequenz von  $6,8 \text{ MHz}$  sind die Verluste von Mix-38 während der Stromflanke mehr als zweimal größer als die von Mix-28. Vor diesem Hintergrund scheint Mix-28 trotz der etwas schlechteren Dämpfungseigenschaften hier die bessere Wahl zu sein.



**Abbildung 5.4: Qualitativer Verlauf der Stromabhängigkeit des Verlustwiderstandes**

Bei diesen Simulationen wurden nichtlineare Effekte, insbesondere die Sättigung, vernachlässigt. Das ist je nach Kern allerdings nicht ohne weiteres zulässig. Eine Simulation in Maxwell 2D unter gleichzeitiger Einbeziehung der Feldstärkeabhängigkeit und der Frequenzabhängigkeit der Permeabilität ist allerdings nicht möglich.

Auch liegen für die Feldstärkeabhängigkeit selbst keine Daten über deren Frequenzabhängigkeit vor. Daher können aus der statischen Feldstärkeabhängigkeit lediglich qualitative Schlüsse gezogen werden. Für die Neukurve wird vom Hersteller ein Modell zur Verfügung gestellt. Dieses kann in die halbanalytische Berechnung eingefügt werden, sodass der stromabhängige Verlustwiderstand berechnet werden

kann. In Abbildung 5.4 sind die Verläufe für die drei verwendeten Kerne dargestellt. Es wird darin deutlich, dass nur für den Kern T130-38 Sättigungserscheinungen unterhalb von 500 A zu erwarten sind. Es ist allerdings sehr wahrscheinlich, dass die Überhöhung der Permeabilität, die bei allen Kernen zu beobachten ist, bei großen Frequenzen verschwindet [7]. Die Sättigung hingegen dürfte kaum von der Frequenz abhängen.

### 5.1.2 Verluste

Wie in 4.4.3 beschrieben, wurden die Permeabilitäten in Maxwell 2D so eingestellt, dass sie denen bei der Frequenz der Stromflanke von 6,8 MHz entsprechen. Die Simulation ohne Sättigungseffekte zeigt dabei, dass, wie in Abbildung 5.6 erkennbar, die induzierte Spannung im Kern mit ca. 60 V für alle Kerne recht moderat ist.

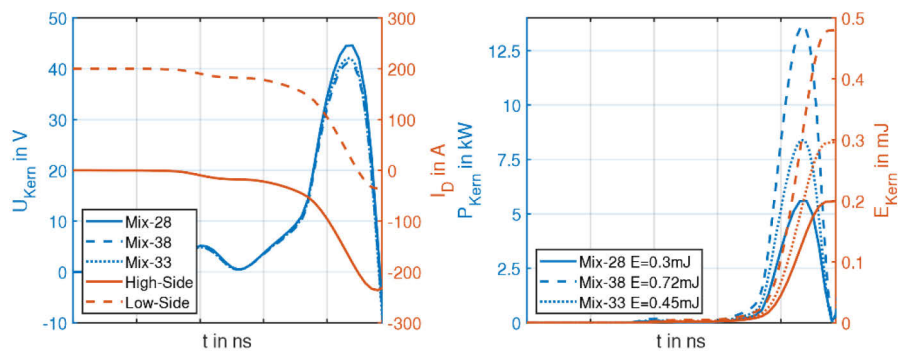


Abbildung 5.5: Induzierte Spannung und Verluste am Kern bei 200A

Eine Abschätzung über die Annahme, dass die Stromflanke einer Geraden entspricht, liefert mit der entsprechenden Induktivität aus Abbildung 5.1

$$U_{Kern} = \frac{8nH * 400A}{2 * 14,7nF * 2,5\Omega} = 43,5V \quad 5.5$$

Das ist deutlich weniger als in der Simulation, was wohl hauptsächlich an der starken Vereinfachung des Stromverlaufes liegen wird.

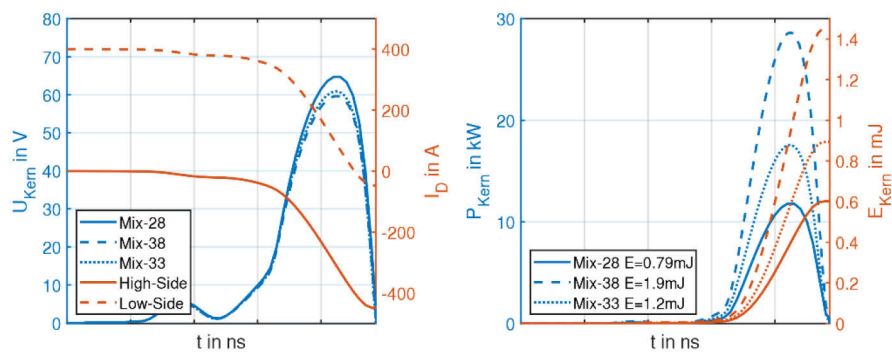


Abbildung 5.6: Induzierte Spannung und Verluste am Kern bei 400A

Die Verluste sind in Abbildung 5.6 dargestellt und entsprechen den Erwartungen. Da das Material Mix-38 eine wesentlich größere Dämpfung aufweist, sind auch größere Verluste während der Stromflanke zu erwarten. Eine Abschätzung der Verluste nach

$$E_{Kern} = \frac{I^2 R(\omega_I)}{2\tau_I} \quad 5.6$$

liefert wie in Tabelle 5.1 dargestellt ähnliche Werte wie die Simulation in Abbildung 5.6. Dieser Sachverhalt wird bei der Abschätzung der Kernverluste in der praktischen Untersuchung von Nutzen sein.

**Tabelle 5.1: Vergleich simulierter und abgeschätzter Verlustenergien**

Kern	Simulation @200A [mJ]	Abschätzung @200A [mJ]	Simulation @400A [mJ]	Abschätzung @400A [mJ]
T50-28	0,3	0,23	0,79	0,9
T106-33	0,45	0,35	1,2	1,4
T130-38	0,72	0,56	1,9	2,2



## 5.2 Messergebnisse

Die drei bereits simulativ untersuchten Kerne wurden außerdem in einem Testaufbau untersucht. Es wurden insgesamt zwei Messreihen durchgeführt, in denen Ströme bis 200 A untersucht wurden. In einem zweiten niederinduktiveren Aufbau wurde anhand eines Kernes außerdem die maximale Schaltgeschwindigkeit untersucht, indem der externe Gatewiderstand überbrückt wurde. Bevor die Zeitverläufe der Messungen präsentiert werden, werden die Ergebnisse für die parasitären Elemente des RLC-Ersatzschaltbildes dargestellt und die Kerninduktivitäten während der parasitären Schwingungen berechnet.

### 5.2.1 Parameter des RLC-Ersatzschaltbildes

#### 5.2.1.1 Geschätzte Ersatzkapazität

Die Ersatzkapazität wurde aus der Frequenz der Schaltschwingung errechnet. Dafür ist allerdings die Kenntnis der Streuinduktivität  $L_\sigma$  nötig. Aus oben genannten Gründen konnte diese nur aus Messungen ohne Kern bestimmt werden. Weiter hat sich gezeigt, dass die in der ersten Messreihe eingesetzte Rogowski-Spule eine zu geringe Bandbreite  $B_{Rog}$  besitzt, um den Stromgradienten richtig erfassen zu können. Daher wurde ausschließlich auf Messungen mit Rogowski-Spulen größerer Bandbreite zurückgegriffen. Das sind insgesamt fünf Messungen am niederinduktiven Aufbau, von denen jede zwei Ausschaltvorgänge enthält. Aus den entsprechenden Überspannungsspitzen und den jeweiligen Stromgradienten konnten so zehn Induktivitätswerte bestimmt werden.

Aus diesen zehn Werten wurde der Mittelwert gebildet, sodass sich die identifizierte Streuinduktivität des niederinduktiven Aufbaus zu

$$L_{\sigma,ni} = 29,8nH \quad 5.7$$

ergibt. Hieraus und aus dem Mittelwert der Frequenz der Schaltschwingungen  $f_0$  wurde die Ersatzkapazität berechnet:

$$C_D = 1,95nF \quad 5.8$$

Dieser Wert ist nur 10% größer als der doppelte Datenblattwert des Schwestermoduls, der in der Simulation angenommen wurde.

Die Streuinduktivität für die niederinduktive Verschienung ist gemäß einer Q3D-Simulation mit 10,7 nH um 9,8 nH geringer als die der höherinduktiven Verschienung. Mit der Kondensator- und Modulinduktivität ergibt sich analog zu 5.2 für den niederinduktiven Aufbau eine theoretische gesamte Streuinduktivität von 35,7 nH. Das ist eingedenk der Tatsache, dass es sich dabei teilweise um Datenblattwerte handelt, und bei diesen mitunter nur solche des Schwestermoduls, eine recht gute Übereinstimmung mit dem aus den Messungen geschätzten Wert in 5.7.

Die aus den Verläufen der einzelnen Messungen abgelesenen Daten sowie die damit berechneten Streuinduktivitäten sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

**Tabelle 5.2: Daten zur Identifikation der Streuinduktivität**

Nr.	$R_{g,off}$ [ $\Omega$ ]	$I_L$ [A]	$B_{Rog}$ [MHz]	$f_0$ [MHz]	$\Delta U$ in V		$\left. \frac{di}{dt} \right _{max}$ [ $\frac{A}{ns}$ ]		$L_\sigma$ [nH]	
II-11	3,9	100	20	21,0	121	127	4,26	4,88	28,4	26,0
II-14	3,9	200	20	20,9	206	214	7,45	7,51	27,7	28,5
II-15	3,9	300	20	20,9	260	261	8,89	8,68	29,2	30,0
II-16	3,9	400	20	20,9	307	315	9,61	9,82	31,9	32,1
II-30	0,0	100	30	20,7	117	123	3,60	3,93	32,5	31,3

### 5.2.1.2 Kerninduktivitäten

Mit der geschätzten Kapazität wurden aus der jeweiligen Frequenz der Schaltschwingung die Induktivitäten der Kerne geschätzt. Dazu wurde die errechnete Induktivität mit der Streuinduktivität des Aufbaus ohne Kern subtrahiert. Die Streuinduktivität für den niederinduktiven Aufbau wurde oben bereits berechnet, siehe 5.7. Die Streuinduktivität für den höherinduktiven Aufbau wurde aus der geschätzten Ersatzkapazität und der Schwingfrequenz berechnet. Der aus zwei Messungen gemittelte Wert beträgt

$$L_{\sigma,hi} = 42,2nH \quad 5.9$$

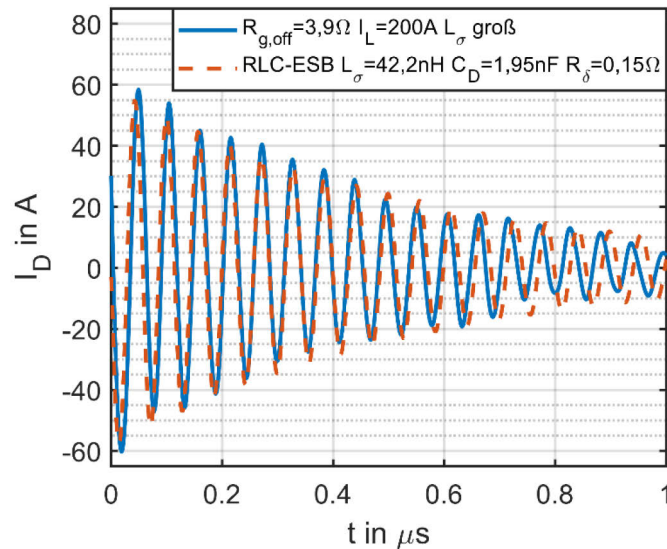
Das entspricht in guter Näherung der aus Datenblattwerten und Q3D errechneten Streuinduktivität in 5.2. Die Induktivitäten der Kerne sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

**Tabelle 5.3: Identifizierte Kerninduktivitäten**

Kern	Höhe[mm]	$\bar{f}_0$ [MHz]	$\bar{L}_K$ [nH]	$L_{K,DB}$ [nH]
T106-33	4,7	16,6	4,9	9,3
T106-33	6,6	16,0	8,7	13,3
T106-33	11,1	14,7	18,3	23,1
T50-28	3	17,0	2,7	4,4
T50-28	4,8	16,3	6,8	7,1
T50-28	9,6	14,8	17,0	14,5
T130-38/HS	4,4	16,5	5,3	12,2
T130-38	4,4	18,6	8,1	11,6

Bis auf die der letzten Zeile zugrundeliegenden wurden alle diese Messungen am höherinduktiven Aufbau mit  $R_{g,on/off} = 3,9 \Omega$  durchgeführt. Für die letzte Zeile lagen die meisten Daten vor, da für diesen Kern am niederinduktiven Aufbau nicht nur die Ströme variiert wurden, sondern auch  $R_{g,off}$  verändert wurde. Zusätzlich sind in der letzten Spalte auch die Induktivitäten angegeben, die sich aus den Herstellerdaten bei der entsprechenden Schwingfrequenz ergeben.

Aus den Werten wird deutlich, dass die identifizierten Kerninduktivitäten geringer ausfallen als die aus den Herstellerdaten angenommenen. Das ist allerdings je weniger der Fall je größer die Kerninduktivität ausfällt. Was auf Schätzfehler bei der Identifikation hinweist. Trotzdem ist zumindest für die Kerne T130-38 und T106-33 anzunehmen, dass ihre Induktivität deutlich geringer ausfällt als aus den Herstellerangaben angenommen.



**Abbildung 5.7: Vergleich RLC-ESB-Simulation und Messung**

Mit den identifizierten Parametern kann nun überprüft werden, ob eine Simulation anhand des RLC-Ersatzschaltbildes die parasitären Schwingungen ausreichend genau abbildet. Dazu wurde der Drainstrom-Verlauf einer Messung am höherinduktiven Aufbau und ohne Kern mit der Sprungantwort eines entsprechend parametrisierten RLC-Reihenschwingkreises verglichen. Als Sprunghöhe wurde die Höhe der Überspannung gewählt. Wie Abbildung 5.7 deutlich zeigt, stimmt der simulierte Verlauf sehr gut mit dem gemessenen überein.

### 5.2.2 Vergleich mit Simulation

Die Kerne wurden für die Messung mechanisch grob so vorbereitet, wie dass sie den in 5.1.1 simulierten entsprechen. Mit Ausnahme des Kerns T130-38, der erst für die zweite Messreihe auf Grundlage der ersten beschafft und entsprechend vorbereitet wurde.

In Abbildung 5.8 sind die Strom- und Spannungsverläufe der Messungen mit und ohne Kern und der jeweilige simulierte Verlauf aufgetragen. Es ist dabei sofort erkennbar, dass das Dämpfungsverhalten bei weitem nicht die Erwartungen aus der Simulation erfüllt. Die Gründe dafür werden in 6 diskutiert. Die jeweilige Kerninduktivität entspricht, wie aus Tabelle 5.3 zu erkennen ist, eher dem simulierten Wert. Die Überspannungsspitze am Kern beträgt nicht, wie simuliert ca. 60 V, sondern im Fall des Kerns T50-28 45 V. Auch für die Kerne T106-33 und T1130-28 liegt diese bei nur ca. 48 V bzw. 60 V, obwohl die Kerne ungefähr um den Faktor 1,5 bzw. 2 größer sind als in der Simulation angenommen.

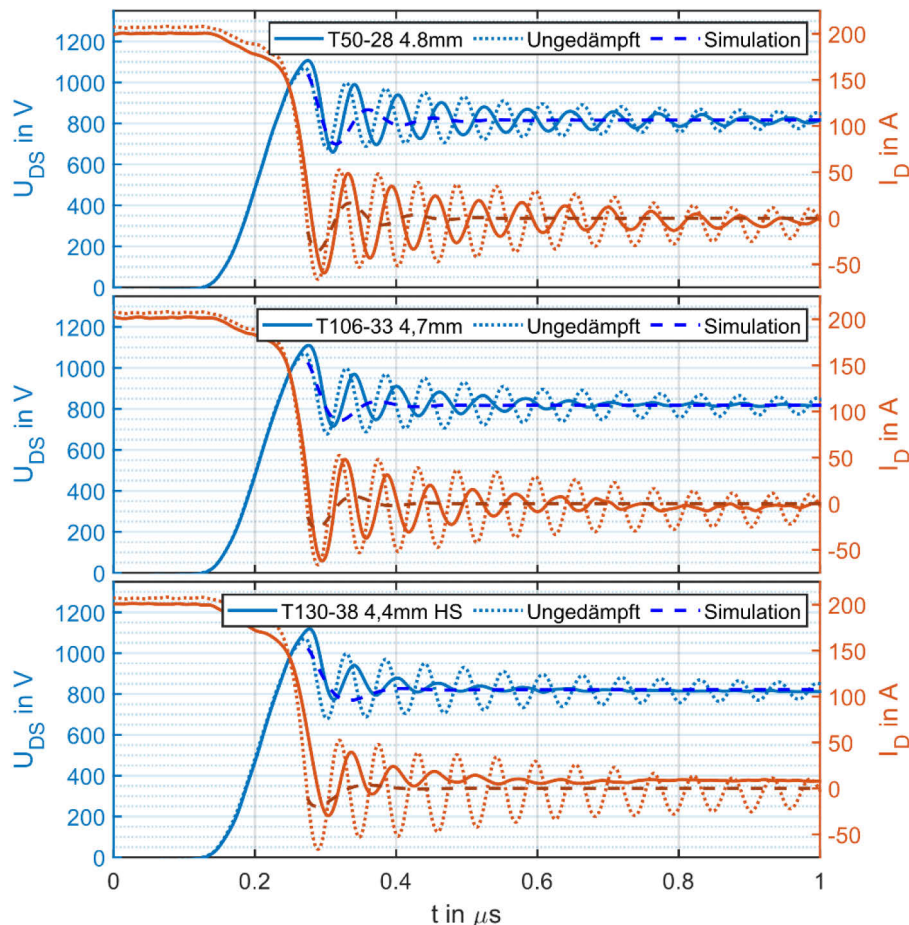


Abbildung 5.8: Vergleich Messung und Simulation

Das ist wahrscheinlich nicht oder zumindest nicht nur die Folge einer kleineren tatsächlichen Induktivität, sondern liegt wohl zu einem großen Teil auch darin begründet, dass der Stromgradient sich durch die größere Induktivität etwas verringert. Für die Simulation wurde der Stromverlauf allerdings eingepreßt, sodass eine Rückwirkung des Kerns auf diesen ausgeschlossen wurde.

In derselben Tabelle sind auch die nach 4.40 berechneten Dämpfungskoeffizienten aus den Verläufen der Messung und der Simulation eingetragen. Werden diese ins Verhältnis gesetzt, wird deutlich, dass die Dämpfung bei allen Materialien um ca. das Vierfache geringer ist, als aus den Daten des Herstellers simuliert werden konnte.

**Tabelle 5.4: Identifizierte Kerninduktivitäten**

Kern	Höhe[mm]	$U_{S,K}$ [V]	$d_{Mess}$	$d_{Sim}$	$\frac{d_{Mess}}{d_{Sim}}$ [%]	$\frac{\overline{L_K}}{L_{K,DB}}$ [%]	$\frac{\tan\delta_{Mess}}{\tan\delta_{Sim}}$ [%]
T106-33	4,7	48	0,07	0,27	26	53	49
T50-28	4,8	45	0,05	0,18	25	96	26
T130-38/HS	4,4	60	0,09	0,40	23	43	53

Das allein stellt im Grunde kein Problem dar, da die Kerne entsprechend größer ausgelegt werden könnten. Da Verlustwiderstand und Induktivität proportional zueinander sind, wie aus 4.13 ersichtlich ist, würde dann allerdings auch die Überspannungsspitze entsprechend größer ausfallen. Da aber die Induktivität in den Messungen ebenfalls geringer ausfällt, wird diese Tatsache ein wenig abgemildert. Das ist insbesondere für die Kerne T106-33 und T130-38 der Fall.

Wird angenommen, dass der Verlustwiderstand proportional zur Dämpfung ist, können die relative Dämpfung mit der relativen Induktivität ins Verhältnis gesetzt werden. Aus diesem Verhältnis wird dann deutlich, dass der Verlusttangens der Messung für die Kerne T106-33 und T130-38 um etwa den Faktor Zwei geringer ausfällt, während er für den Kern T50-28 um den Faktor Vier geringer ist. Wenn die Induktivität und der Verlustwiderstand aus der Simulation entsprechend dieser Faktoren skaliert wird, stimmen die Zeitverläufe der Simulation allerdings immer noch nicht gut mit denen der Messung überein. Allerdings wurden diese Faktoren nur anhand der Schwingfrequenz gewonnen und geben daher kaum Auskunft über das Verlust- und Induktivitätsverhalten bei anderen Frequenzen.

Insgesamt ist anzunehmen, dass die der Simulation zugrundeliegenden Verlustmodelle des Herstellers für diese Kerne üblichen Frequenzbereich nicht mehr zutreffen. Das wird weiter unten noch einmal diskutiert. Im Folgenden wird daher auf einen weiteren Vergleich zwischen Simulation und Messung verzichtet.

### 5.2.3 Vergleich der unterschiedlichen Kernmaterialien

Mit den Erkenntnissen der ersten Messreihe wurde für die zweite Messreihe zum einen ein weiterer Kern beschafft und zum anderen die Kerne entsprechend größer dimensioniert, um einen größeren Dämpfungseffekt zu erreichen. In Abbildung 5.9 sind die Strom- und Spannungsverläufe während des Ausschaltens mit den verschiedenen Kernen dargestellt. Für alle drei Materialien sind nun signifikante Dämpfungseffekte feststellbar.

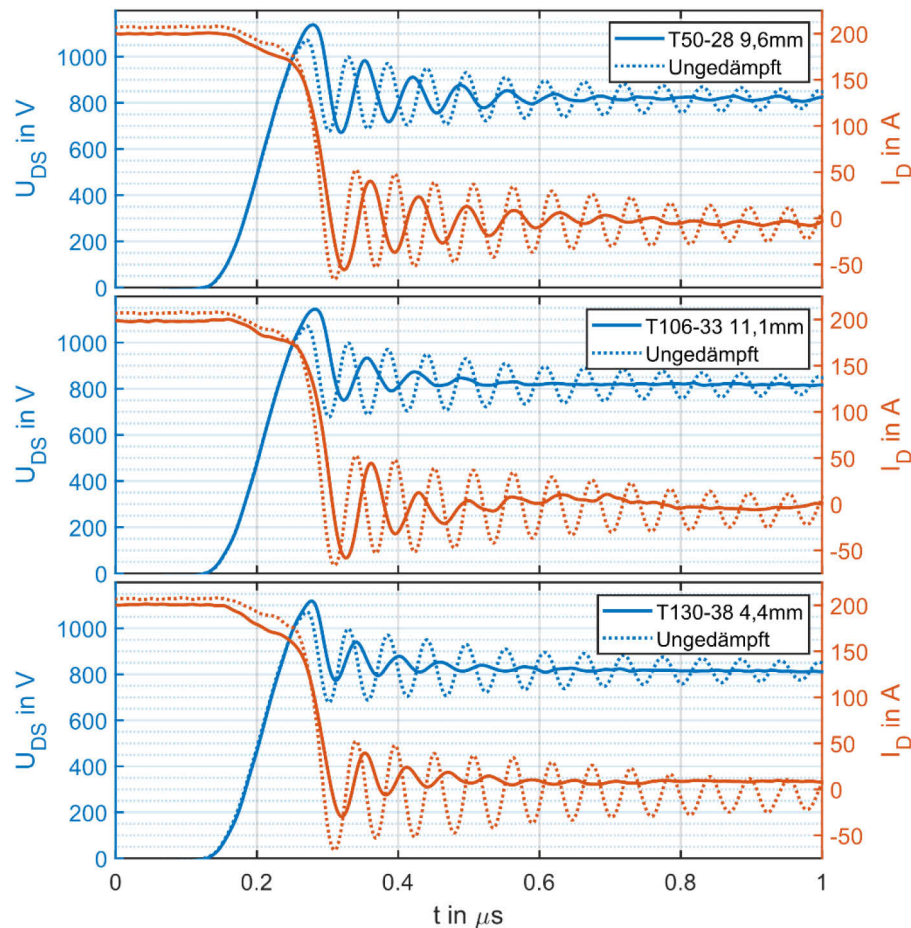
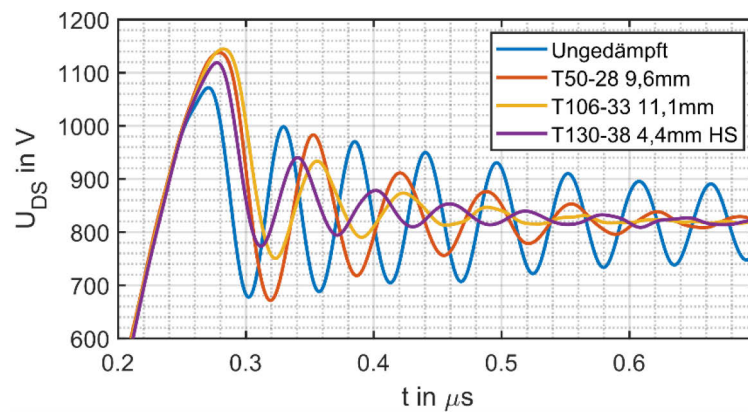


Abbildung 5.9: Abschaltverhalten mit unterschiedlichen Kernen

Die Dämpfung durch den Kern T50-28 bleibt allerdings weiterhin stark hinter der der anderen Materialien zurück. Das fällt insbesondere auf, wenn auch die Überspannungsspitze berücksichtigt wird.

Tabelle 5.5 stellt Dämpfung und die Differenz aus Überspannungsspitze mit und ohne Kern gegenüber. Danach verursacht der Kern T106-33 die größte Überspannungsspitze, bei allerdings guter Dämpfung. Wohingegen der Kern T50-28 nur eine geringfügig kleinere Überspannungsspitze verursacht, aber eine wesentlich geringere Dämpfung erzeugt. Der Kern T130-38 besitzt ein ähnliches Dämpfungsverhalten, wie T106-33, verursacht allerdings eine um ein Viertel geringere Überspannungsspitze. Abbildung 5.10 zeigt die Spannungsverläufe der Messungen für alle Kerne im direkten Vergleich. Dabei wird anhand der Periodendauer der Schwingungen sehr gut sichtbar, dass die Induktivität des Kernes T130-38 wesentlich geringer sein muss als die der anderen beiden Kerne.



**Abbildung 5.10: Direkter Vergleich der Spannungsverläufe mit Kern**

Für ein induktives Dämpfungsglied ist vor allem das Ausschaltverhalten maßgebend, da hier in Form der Überspannungsspitze eine Grenze dieses Ansatzes auftritt. Für den Einschaltvorgang ergibt sich ein ähnliches Dämpfungsverhalten, wie Abbildung 5.12 zeigt. Während des Einschaltvorgangs erscheinen die Schaltschwingungen nicht in der Spannung am schaltenden MOSFET, sondern an dem gegenüberliegenden MOSFET bzw. dessen Freilauf- oder Body-Diode.

Die Spannung an der Diode wurde nur für einzelne Arbeitspunkte aufgenommen. In Abbildung 5.11 ist ein solcher Verlauf am niederinduktiven Aufbau dargestellt. In den Messungen am schaltenden MOSFET sind die Schwingungen nur im Drainstrom sichtbar.

**Tabelle 5.5: Überspannungsspitzen und Induktivitäten am höherinduktiven Aufbau**

$I_L = 200 \text{ A}$	Höhe[mm]	$U_S[\text{V}]$	$U_{S,Kern}[\text{V}]$	$d_{Mess}$
T50-28	9,6	325	67	0,09
T106-33	11,1	332	74	0,11
T130-38/HS	4,4	313	55	0,11
Ohne Kern	-	258	-	

Aus bereits oben diskutierten Gründen, ist die Strommessung mit Rogowski-Spulen bei den auftretenden Frequenzen mit dynamischen Fehlern behaftet. Aus diesem Grund sind die Stromverläufe nur als grober Anhaltspunkt für die tatsächlichen Verhältnisse anzusehen. Auf eine Berechnung der Dämpfung wurde daher verzichtet.

Für den Kern T50-28 scheint das Dämpfungsverhalten dem Ausschaltvorgang sehr ähnlich zu sein. Eine deutliche Verschlechterung ist allerdings für den Kern T106-33 zu erkennen. Das kann durch dynamische Messfehler verursacht sein, diese können sich durchaus in einem deutlichem Schwingungsverhalten äußern, wie Abbildung 4.17 verdeutlicht. Die Ursache könnte aber auch in der Tatsache liegen, dass der Kern während der Schaltschwingungen im Falle des Einschaltens im Laststrompfad liegt und nicht im laststromfreien Pfad, wie nach dem Ausschalten.



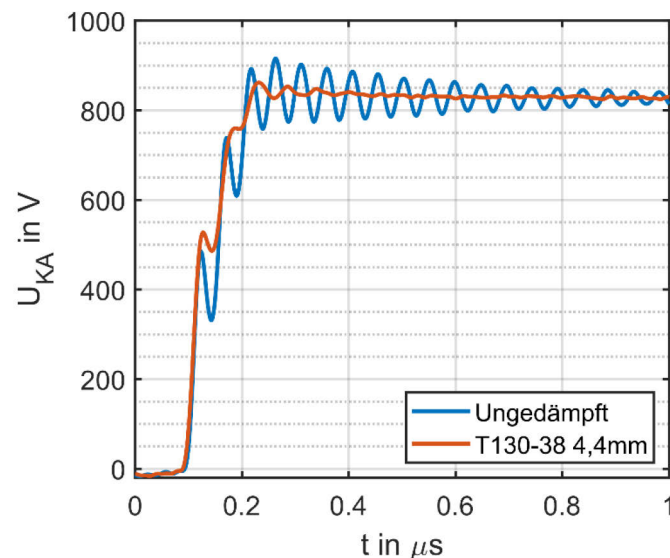


Abbildung 5.11: Abkommutieren der Diode

Das bedeutet, dass der Kern bereits aufgrund des Laststroms einer magnetischen Feldstärke unterliegt und so bereits nahe der oder bereits in Sättigung betrieben wird. Dadurch sinken die Permeabilität und damit auch die Verluste im Kern. Aus demselben Grund ist wohl das Dämpfungsverhalten des Kerns T130-38 beim Einschalten sichtbar besser. Dieser befand sich nämlich im High-Side-Zweig und damit während des Ausschaltens im Laststrompfad und während des Einschaltens im laststromfreien Pfad. Das Sättigungsverhalten ist also im Ausschaltvorgang zu erkennen und im Einschaltvorgang das Verhalten des ungesättigten Kerns.

Der Kern T50-28 weist kein unterschiedliches Verhalten auf, weil sich jeweils ein Kern mit 4,8 mm Höhe im High- und Low-Side-Zweig. Es befand sich also, sowohl während des Einschaltens als auch während des Ausschaltens, je ein Kern in Sättigung, insofern überhaupt Sättigung auftrat. Das entspricht auch dem Aufbau, wie er praktisch einzusetzen wäre. Da im Sättigungsbereich neben den Verlusten auch die Permeabilität sinkt, dieses Absinken ist gerade der Grund für die geringeren Verluste, und sich außerdem immer nur ein Kern im gesättigten Zustand befindet, haben Sättigungseffekte wohl keine negativen Auswirkungen auf das gesamte Dämpfungsverhalten.

Im Gegenteil, es wäre sogar denkbar, den Kern so auszulegen, dass er nur bei Strömen nicht in Sättigung geht, die während der Schaltschwingungen auftreten. Im Falle obiger Messverläufe etwa 50 – 60 A, also etwa ein Viertel des Laststromes. Während des Ausschaltvorgangs verursachen die Kerne größere Überspannungen aufgrund ihrer zusätzlich in den Kommutierungskreis eingebrachten Induktivität. Während des Einschaltvorgangs haben sie denselben Effekt, nur dass hier die Zählrichtung der Überspannung eine andere ist und diese als Spannungseinbruch am MOSFET erscheint.



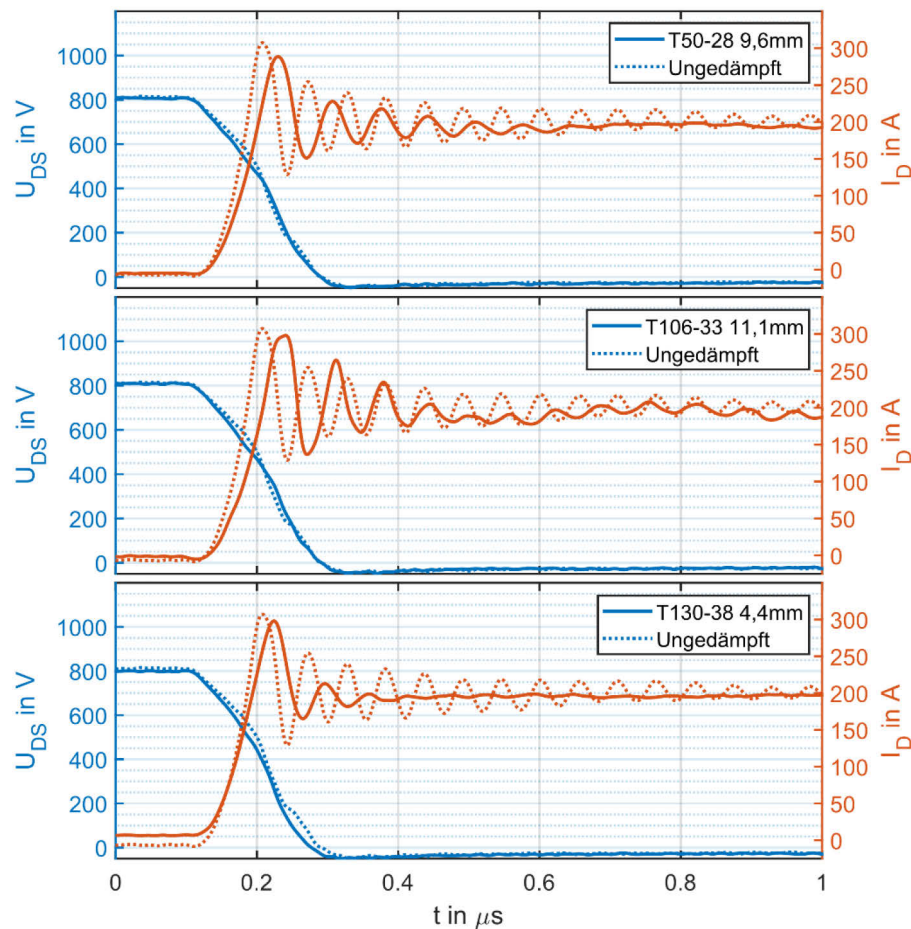


Abbildung 5.12: Einschaltverhalten mit unterschiedlichen Kernen

In Abbildung 5.12 befindet sich dieser Bereich zwischen  $0,1$  und  $0,2 \mu\text{s}$ . Statt einer größeren Überspannung verursachen die Kerne hier einen größeren Spannungseinbruch. Das ist vor allem in Bezug auf die Schaltverluste günstig, wie weiter unten noch deutlich werden wird. Außerdem wird der Stromgradient durch die höhere Induktivität etwas geringer. Da die Höhe der Rückstromspitze der Diode vom Stromgradienten abhängt, verringert sich auch diese. Auch das hat einen positiven Einfluss auf die Schaltverluste.

### 5.2.4 Vergleich unterschiedlicher Streuinduktivitäten

Wird die Streuinduktivität des Kommutierungskreises verkleinert, zum Beispiel durch niederinduktive Modulkonzepte oder eine niederinduktivere Verschienung, hat das direkten Einfluss auf die Schaltschwingungen. Zum einen werden die Schwingungen weniger stark angeregt, da die Anfangsauslenkung des Schwingkreises durch die geringere Überspannungsspitze kleiner ausfällt und auch die Dämpfung eines Reihenschwingkreises mit sinkender Induktivität steigt. Zum anderen erhöht sich die Grenzfrequenz des Schwingkreises. Das ist im unteren Graphen in Abbildung 5.13 deutlich zu erkennen. Zum einen wird hier nochmal die Notwendigkeit deutlich, die Streuinduktivität unbedingt klein zu halten, um die Schwingungen von vornherein zu minimieren. Zum anderen führt ein und derselbe Kern nun zu einer größeren Dämpfung, wie die oberen beiden Bilder in Abbildung 5.13 andeuten.

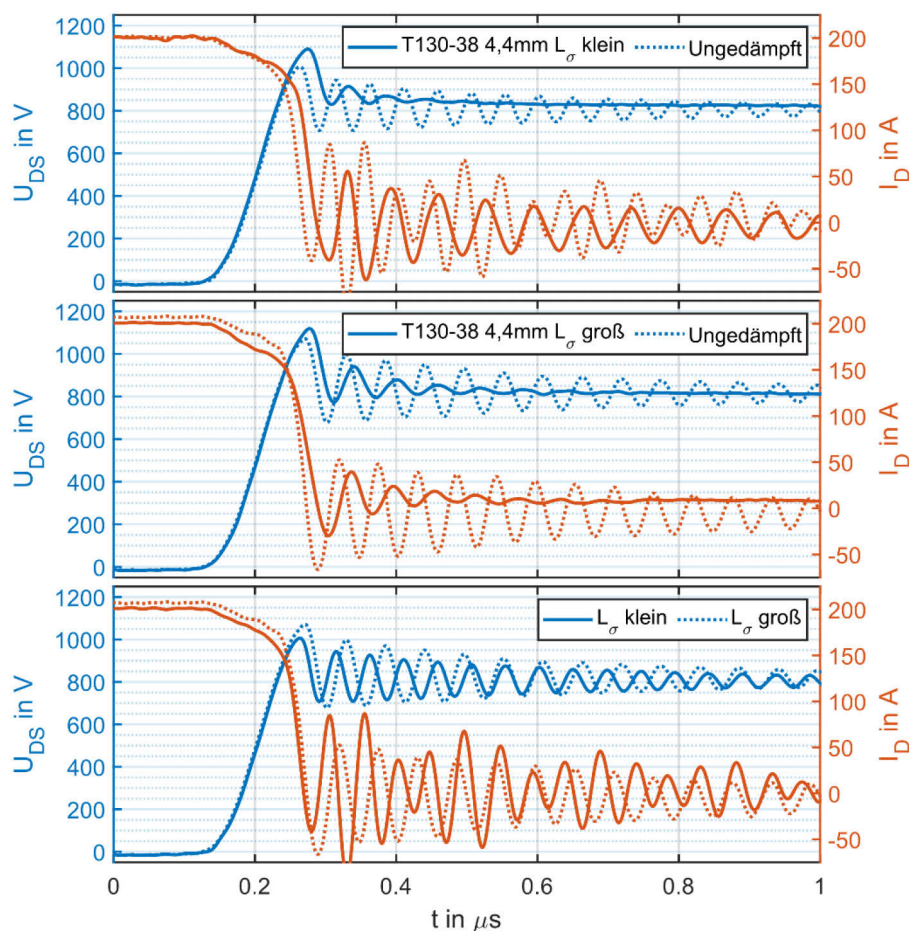


Abbildung 5.13: Ausschaltverhalten bei unterschiedlichen Streuinduktivitäten

Einschränkend muss allerdings gesagt werden, dass der Kern im höherinduktiven Aufbau im High-Side-Pfad eingesetzt wurde und im niederinduktiven Aufbau im Low-Side-Pfad. Die bessere Dämpfung geht also in diesem Falle zu einem gewissen Teil auf die evtl. nicht mehr vorhandene Sättigung zurück. Die Überspannungen können daher auch nicht direkt verglichen werden, zumal sie jeweils ins Verhältnis zur ungedämpften Überspannungsspitze gesetzt werden müssten. Das ist hier schwierig, da die Messung ohne Kern im höherinduktiven Aufbau mit einem leicht höherem Strom durchgeführt wurde, was auch die Überspannungsspitze erhöht hat.

Trotzdem sollte deutlich werden, dass der Grad der Dämpfung nicht nur vom Kern selbst abhängt, sondern auch von dem Verhältnis von Kerninduktivität zu restlicher Streuinduktivität. Anders ausgedrückt, kann bei einem niederinduktiveren Aufbau auch die Größe des Kernes reduziert werden, ohne dass die Dämpfung dadurch geringer würde.

### 5.2.5 Vergleich bei unterschiedlichen Schaltgeschwindigkeiten

Der große Vorteil von SiC-MOSFETs sind die geringen Schaltverluste gegenüber den in diesen Spannungsklassen sonst üblichen IGBTs. Diese werden vor allem aufgrund des schnellen Schaltverhaltens erzielt. Von besonderem Interesse ist daher das Dämpfungsverhalten der Kerne bei sehr hohen Schaltgeschwindigkeiten. Gemäß der Annahme, dass es sich nach abgeschlossenem Schaltvorgang um einen linearen RLC-Reihenschwingkreis handelt, dürfte die Schaltgeschwindigkeit keinen Einfluss auf das Dämpfungsverhalten haben. Lediglich die Anfangsauslenkung des Schwingkreises dürfte sich erhöhen, da die Anregung dessen Grenzfrequenz näherkommt und die Überspannungsspitze höher ausfällt.

**Tabelle 5.6: Überspannungsspitzen bei verschiedenen Schaltgeschwindigkeiten**

$I_L = 200A$	$R_{g,off}[\Omega]$	$U_{S,K/OK}[V]$	
Ohne Kern	3,9	199	66V
T130-38 4,4mm	3,9	265	33%
Ohne Kern	0	230	96V
T130-38 4,4mm	0	326	42%

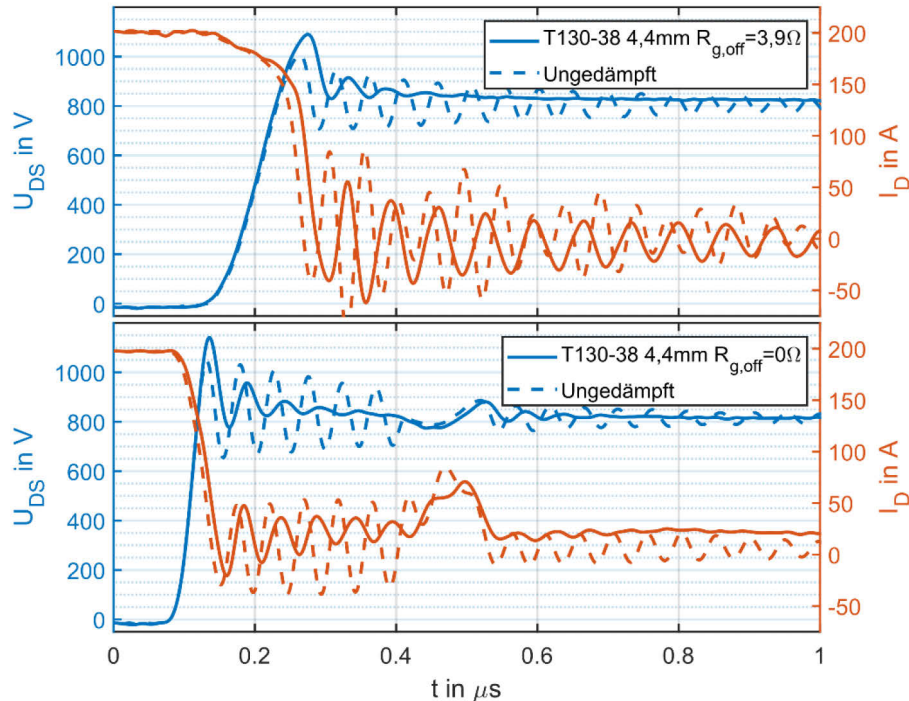
Problematisch könnte hier allein die Überspannungsspitze werden, da diese aufgrund des größeren Stromgradienten höher ausfällt. Aus diesem Grund wurden die Messungen mit einem Ausschalt-Gate-Widerstand von  $0 \Omega$  am niederinduktiven Versuchsaufbau durchgeführt.

Diese Messungen wurden nur noch für den Kern T130-38 durchgeführt, der bei guter Dämpfung die geringste Überspannungsspitze zeigte. Es wurden Lastströme von  $100 A$  und  $200 A$  geschaltet. Die Strom- und Spannungsverläufe bei  $200 A$  sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Die Stromverläufe unterscheiden sich im Bereich der Schaltschwingungen erheblich von dem, was angesichts der Spannungsverläufe sinnvoll erscheinen würde. Die Gründe dafür wurden oben bereits genannt. Für die Beurteilung des Dämpfungsverhaltens kann also allein die Spannung dienen.

Auch die Ermittlung der Frequenz der Stromflanke wird dadurch erschwert. Hilfsweise soll daher die Länge der Überspannungsspitze als Anhaltspunkt genommen werden. Auch das wird allerdings dadurch erschwert, dass die Zwischenkreisspannung unbekannt ist und wohl während der Stromflanke nicht als konstant angenommen werden kann. Letzteres wird dadurch deutlich, dass die Schaltschwingungen auch im ungedämpften Fall nicht symmetrisch um eine zur x-Achse parallelen Gerade verlaufen. Das ist ganz besonders bei  $R_{g,off} = 0 \Omega$  erkennbar.

Anstatt der Zwischenkreisspannung wird deshalb der Mittelwert aus den Scheitelwerten der ersten negativen und der ersten positiven Halbwelle der parasitären Schwingung verwendet. Für den höherinduktiven Aufbau ergibt sich dann eine Zeit von  $47 ns$  was einer Frequenz von  $10,6 MHz$  entspricht und für den

niederinduktiven Aufbau eine Zeit von  $24\text{ ns}$  was einer Frequenz von  $21\text{ MHz}$  entspricht. Auch wenn diese Frequenzen eine mehr oder weniger starke Vereinfachung darstellen machen sie recht deutlich, dass sich die Frequenz der Stromflanke für den niederinduktiven Aufbau und  $R_{g,off} = 0\ \Omega$  in demselben Bereich bewegt, wie die parasitären Schwingungen.



**Abbildung 5.14: Ausschaltvorgang bei unterschiedlichen Schaltgeschwindigkeiten**

Das wird auch aus dem Zeitverlauf deutlich, bei welchem die Überspannungsspitze weder von ihrer Periodenlänge noch von ihrer Amplitude von den parasitären Schwingungen unterschieden werden kann. Diese Tatsache wird bei der Diskussion der Kernverluste noch eine Rolle spielen.

In Tabelle 5.6 sind die Überspannungsspitzen für die Messungen aus Abbildung 5.14 aufgeführt. Bei größerer Schaltgeschwindigkeit steigen auch die Überspannungsspitzen. Für den Kern wäre allerdings zu erwarten, dass dieser gemäß Abbildung 5.1 bei höherer Frequenz eine geringere Induktivität aufweist. Das lässt sich anhand der Messdaten nur schwer nachweisen. Aufgrund der fehlerhaften Strommessung kann die Induktivität nicht aus der Überspannungsspitze und dem Stromgradienten berechnet werden. Auch das Verhältnis der gedämpften Überspannungsspitzen zu den ungedämpften repräsentiert nicht das Verhältnis der Induktivitäten, da auch der Stromgradient selbst abhängig von der Induktivität ist. Dieser Effekt kann also anhand der Messdaten nicht untersucht werden.

### 5.2.6 Analyse im Frequenzbereich

Für die Einordnung der Dämpfungseigenschaften von Eisenpulverkernen ist eine Analyse im Frequenzbereich in besonderer Weise geeignet. Die Betrachtung der Zeitverläufe geben zwar ein anschauliches Ergebnis, allerdings ist es schwierig im Zeitbereich Zielkriterien für die Dämpfung aufzustellen. Im Rahmen von EMV-Untersuchungen von Geräten und Anlagen werden deshalb Messungen und Analysen im Frequenzbereich gemacht und Grenzwerte im Frequenzbereich definiert.

Auch wenn im Rahmen der Untersuchung keine EMV-Messungen durchgeführt wurden, können anhand der Fourier-Transformation der Zeitverläufe qualitative Aussagen getroffen werden. Zunächst werden dazu in Abbildung 5.15 die Leistungsdichtespektren der Drain-Source-Spannung aus den ungedämpften Messungen bei unterschiedlichen Schaltgeschwindigkeiten und unterschiedlichen Kommutierungskreis-Induktivitäten gegenübergestellt. Der Fouriertransformation liegen ausschließlich die Daten des Ausschaltvorgangs zugrunde. In der Drain-Source-Spannung sind ohnehin keine parasitären Schwingungen sichtbar. Vor diesem Hintergrund wäre das Spektrum des Drainstroms eigentlich von größerem Interesse, wegen der Bandbreitenbegrenzung der Strommessung sind diese Daten allerdings ungeeignet.

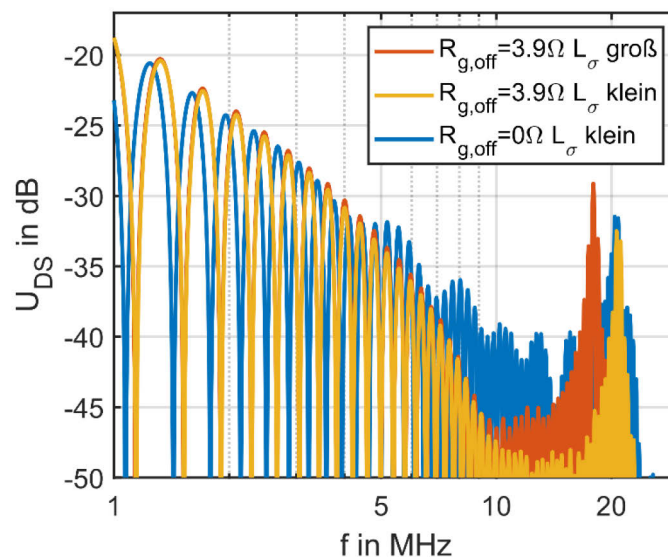


Abbildung 5.15: Leistungsdichtespektrum bei  $I_L = 200 \text{ A}$  ohne Kern

Zuerst einmal ist deutlich zu erkennen, dass alle Leistungsdichtespektren bis ca.  $5 \text{ MHz}$  einen Abfall von  $20 \text{ dB}$  pro Dekade zeigen. Das ist der typische Verlauf eines Trapezsignals ab dem ersten Knickpunkt, der durch die Pulsweite bestimmt wird. Bei ca.  $6 \text{ MHz}$  ist allerdings für die beiden Spektren mit  $R_{g,off} = 3,9 \text{ } \Omega$  ein weiterer Knickpunkt erkennbar, ab dem die Leistungsdichte mit  $40 \text{ dB}$  pro Dekade abfällt. Diese Frequenz wird nach [25] durch die Anstiegszeit der Spannungsflanke bestimmt. Deshalb fällt das Spektrum der Messung mit  $R_{g,off} = 0 \text{ } \Omega$  erst später ab, was durch die parasitären Schwingungen überlagert wird.



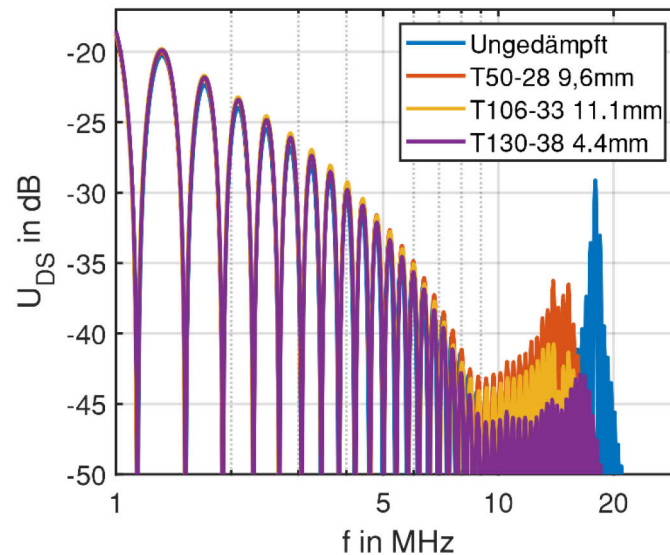


Abbildung 5.16: Leistungsdichtespektrum bei  $R_{g,off} = 3,9 \, \Omega$  und  $I_L = 200 \, A$

Im Bereich von  $20 \, MHz$  zeigt sich für die Messungen mit kleiner Streuinduktivität eine Resonanzspitze, für die Messung mit großer Streuinduktivität ist diese schon bei ca.  $18 \, MHz$  sichtbar. Hier wird erneut deutlich, wie stark der Einfluss der Streuinduktivität auf die Ausprägung dieser Resonanz ist.

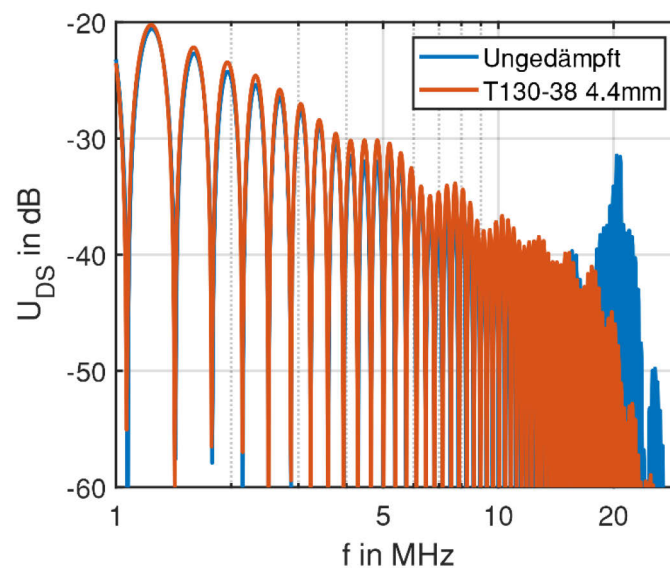


Abbildung 5.17: Leistungsdichtespektrum bei  $R_{g,off} = 0 \, \Omega$  und  $I_L = 200 \, A$

Durch die Reduzierung der Kommutierungskreisinduktivität von  $42,2 \, nH$  auf  $29,8 \, nH$  sinkt die Signalleistung der Spannung um  $3,4 \, dB$ , also auf weniger als die Hälfte. Eine Erhöhung des Ausschalt-Gate-Widerstandes hat dagegen nur eine Absenkung von etwa  $1 \, dB$ , also ca. 20% zur Folge.

Abbildung 5.16 zeigt die Leistungsdichtespektren bei Verwendung verschiedener Eisenpulverkerne. Die dämpfende Wirkung der Kerne und die Verschiebung der Resonanzfrequenz ist dabei sehr deutlich zu erkennen. Selbst mit dem Kern mit der schlechtesten Dämpfung kann die Signalleistung um  $7,2 \, dB$  gesenkt werden. Im Frequenzbereich wird der Unterschied zwischen den Kernen T106-33 und T130-38 viel

deutlicher. Kann im Zeitbereich ein Unterschied der beiden Dämpfungen kaum festgestellt werden, unterscheidet sich die Absenkung der Signalleistung der Resonanz mit  $11,7 \text{ dB}$  bzw.  $13,7 \text{ dB}$  recht deutlich. Und das bei niedrigerer Überspannungsspitze des letztgenannten. Bei  $R_{g,off} = 0 \Omega$  ist für die Messung mit dem Kern T130-38 gar keine Resonanzspitze mehr zu erkennen, wie Abbildung 5.17 zeigt. In Hinblick auf die Leistungsdichte des Spannungssignals sind die parasitären Schwingungen vollständig bedämpft.



### 5.2.7 Verluste

Das Einbringen eines Eisenpulverkernes bewirkt zusätzliche Verluste. Grundlegend müssen dabei Verluste unterschieden werden, die im Kern selbst auftreten und solche, die durch die Induktivität des Kerns im MOSFET auftreten. Erstere sind zum Teil erwünschte Verluste, die zur Dämpfung beitragen und zum anderen Teil Verluste die bspw. während der Stromflanken auftreten und somit keinen Beitrag zur Dämpfung leisten.

Unabhängig davon ob erwünscht oder unerwünscht führen diese Verluste zu einer Wärmeentwicklung im Kern und stellen so eine Grenze für den Einsatz einer gegebenen Kerngeometrie in einer gegebenen Umgebung dar. Denn die Kerne dürfen einerseits aufgrund der Nähe zum Modul nicht beliebig warm werden, andererseits gibt es auch aufgrund der magnetischen Eigenschaften und der Zusammensetzung des Kerns Grenzwerte, die nicht ohne weiteres überschritten werden dürfen.

Allen ferromagnetischen Stoffen ist gemein, dass sie eine bestimmte Temperatur nicht überschreiten dürfen, da sie sonst ihre magnetischen Eigenschaften vollständig verlieren. Diese Temperatur ist Werkstoffabhängig und wird Curie-Temperatur genannt. Sie liegt bei Eisen im Gegensatz zu den meisten Ferriten bei über  $700\text{ }^{\circ}\text{C}$  und stellt somit keine Grenze für den Einsatz dieser Kerne dar. Allerdings weisen Eisenpulverkern aufgrund des organischen Bindemittels thermische Alterungseffekte auf. Diese treten ab einem Bereich von ca.  $125\text{ }^{\circ}\text{C}$  auf [26]. Durch diese thermische Alterung des Bindemittels steigen die Wirbelstromverluste, was wiederum zu einer weiteren Erhitzung führt, sodass der Kern beginnt thermisch wegzulaufen.

Es gibt allerdings auch Hersteller die anorganische Hochtemperatur-Bindemittel einsetzen und so thermische Alterungseffekte bis mindestens  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$  ausschließen können. Der deutsch-japanische Hersteller Sumida, der aus der Firma des Eisenpulverkern-Pioniers Hans Vogt hervorgegangen ist, verwendet ausdrücklich anorganische Binder, weshalb auch Temperaturen von bis zu  $200 - 300\text{ }^{\circ}\text{C}$  nicht zu thermischen Alterungseffekten führen. Damit dürfte die Temperatur-Grenze nicht mehr durch den Kern, sondern durch die Umgebung, also bspw. Modul und Verschienung bestimmt sein.

#### 5.2.7.1 Kernverluste

Die Verlustleistung, die im Kern auftritt, konnte messtechnisch nicht erfasst werden. Auch die simulativen Untersuchungen liefern keine gute Näherung, da die Verluste im Versuchsaufbau wesentlich geringer ausfielen. Die einzige Möglichkeit die Verluste im Kern abzuschätzen ergibt sich aus der Dämpfung, die aus den Spannungsverläufen abgelesen werden kann.

Mit dieser Dämpfung, der geschätzten Ersatzkapazität und der gesamten Streuinduktivität einschließlich Kern kann 2.1 nach dem Widerstand umgestellt und dieser berechnet werden. Das ist dann allerdings lediglich eine Schätzung des Widerstandes bei Frequenz der parasitären Schwingungen. Bei der Frequenz der Stromflanke kann dieser wesentlich geringer ausfallen.

Bei den Messungen mit  $R_{g,off} = 0 \Omega$  scheint die Frequenz der Stromflanke sehr nahe bei der Frequenz der parasitären Schwingungen zu liegen, wie weiter oben deutlich wurde. Deshalb ist eine Abschätzung der Kernverluste für diesen ohnehin anwendungsnächsten Arbeitspunkt am besten möglich. Für  $R_{g,off} = 0 \Omega$  und  $I_L = 200 A$  ergibt sich aus dem in Abbildung 5.14 dargestellten Spannungsverlauf eine Dämpfung von 0,13. Mit der geschätzten Streuinduktivität  $L_\sigma = 29,8 nH$  und einer aus der Schwingfrequenz und der geschätzten Ersatzkapazität  $C_D = 1,95 nF$  berechneten Kerninduktivität von  $7,4 nH$  ergibt sich aus 2.1 für den Verlustwiderstand  $R_V = 1,17 \Omega$ .

Wird von diesem Widerstand noch der auf dieselbe Weise berechnete Widerstand des ungedämpften Aufbaus subtrahiert, ergibt sich der Verlustwiderstand des Kerns zu  $R_{V,K} = 1,02 \Omega$ . Wird die Stromflanke als Gerade angenommen und die Abfallzeit dieser Graden gemäß der in 5.2.5 gemachten Annahmen zu  $t_{fi} = 24 ns$  geschätzt, lässt sich die Verlustenergie während des Ausschaltens zu

$$E_{off,K} = \int_{t_1}^{t_1+t_{fi}} p(t)dt = \frac{R_{V,K}I_L^2}{3} t_{fi} = 0,33 mJ \quad 5.10$$

berechnen.

Das bedeutet, dass bei einer Schaltfrequenz von  $10 kHz$  eine durchschnittliche Verlustleistung von  $3,3 W$  im Kern auftritt. Wird derselbe Wert für die Einschaltverluste im Kern angenommen und die Dämpfungsverluste dagegen vernachlässigt, wäre mit einer Verlustleistung von  $7 W$  zu rechnen. Bei  $I_L = 400 A$  wäre allerdings bei gleich angenommener Abfallzeit mit einer durchschnittlichen Verlustleistung von  $28 W$  zu rechnen, wenn Sättigungseffekte vernachlässigt werden.

An dieser Stelle muss angemerkt werden, dass dieser Arbeitspunkt, bei dem die Frequenz der Stromflanke und die Frequenz der parasitären Schwingung nahezu gleich sind, der für den Kern schlechteste ist. Und dies nicht nur für ein induktives Dämpfungsglied, sondern für grundsätzlich jedes lineare passive Dämpfungsglied. Auch wenn dies nur eine grobe Näherung ist, die sich zwar durch die Erkenntnisse aus der Simulation, die in Tabelle 5.1 aufgeführt wurden, stützen lässt, über deren Güte aber keine qualifizierte Aussage gemacht werden kann, kann diese Schätzung als Anhaltspunkt für eine Beurteilung der Verlusteigenschaften dienen. Gänzlich vernachlässigt wurden bei dieser Rechnung die Sättigungseffekte.

Auf das Verlustoptimierungspotential durch Ausnutzung von Sättigungseffekten wird weiter unten eingegangen.

### 5.2.7.2 Verluste im Modul

Wie bereits erwähnt verursacht das Einbringen von Eisenpulverkernen nicht nur Kernverluste, sondern aufgrund der Induktivität des Kernes auch Verluste im Modul. Die Gründe dafür wurden bereits diskutiert.

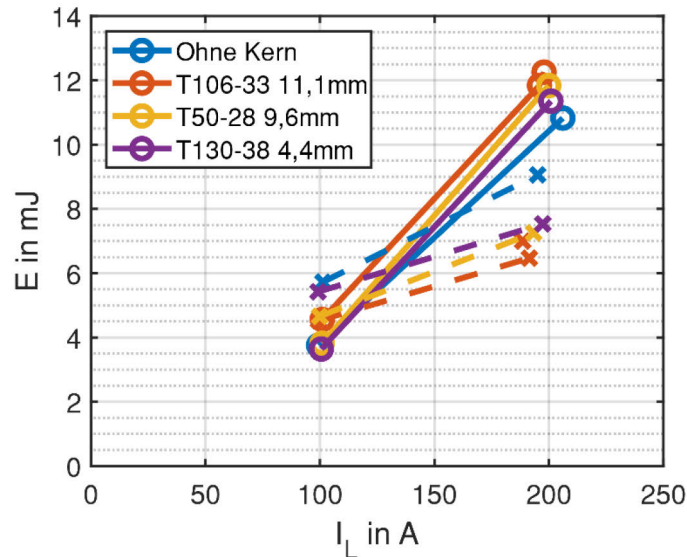


Abbildung 5.18: Ein(X)- und Ausschaltverluste(O) für  $R_{g,off} = 3,9 \Omega$

Der Einfluss des Kernes auf die Schaltverluste wird durch seine Induktivität hervorgerufen. Dieser Einfluss der Streuinduktivität auf die Schaltverluste wurde bspw. in [27, 28] untersucht und ist auch bei Si-MOS-FETS anzutreffen [29, 30].

In allen Untersuchungen wurde festgestellt, dass eine größere Streuinduktivität größere Ausschaltverluste aber kleinere Einschaltverluste hervorruft. Die gesamten Schaltverluste sind dabei nahezu konstant geblieben oder, insbesondere bei höheren Lastströmen, sogar gesunken. Die erhöhten Ausschaltverluste lassen sich leicht durch die erhöhte Spannungsspitze erklären. Bei den Einschaltverlusten tritt im Grunde derselbe Effekt auf, nur dass die Spannungsspitze hier ein Spannungseinbruch ist, da das Vorzeichen des Stromgradienten ein anderes ist. Dieser Effekt wurde bereits bei der Auswertung der Zeitverläufe angesprochen. Die beiden Effekte müssen sich auch beim Einbringen eines Eisenpulverkerns zeigen.

Wie Abbildung 5.18 verdeutlicht, ist dies auch tatsächlich der Fall. Bei einem Laststrom von 200 A zeigt sich für alle Kerne eine deutliche Erhöhung der Ausschaltverluste. Bei den Kernen T50-28 und T106-33, die auch die größte Überspannungsspitze und damit die größte Induktivität aufwiesen, ist dies am deutlichsten. Gleichzeitig zeigt sich eine noch deutlichere Verringerung der Einschaltverluste, auch hier für die Kerne mit der größten Induktivität am stärksten.

Interessant ist nun, was das für die Gesamtschaltverluste bedeutet. Diese sind für einen Kern bei zwei verschiedenen Ausschaltgeschwindigkeiten in Abbildung 5.19 aufgetragen. Hier zeigt sich, dass die Gesamtverluste durch den Einsatz eines Eisenpulverkerns sinken. Und zwar für  $R_{g,off} = 3,9 \Omega$  um  $1 \text{ mJ}$  und für  $R_{g,off} = 0 \Omega$  um  $1,85 \text{ mJ}$ . Wobei dazu gesagt werden muss, dass der Einschalt-Gate-Widerstand bei allen Messungen derselbe war und deshalb die absolute Verringerung der Einschaltverluste bei  $R_{g,off} = 0 \Omega$  stärker ins Gewicht fällt als bei  $R_{g,off} = 3,9 \Omega$ .

Werden nun die geschätzten Kernverluste während der Schaltflanke dagegeengehalten, kann festgehalten werden, dass die Kernverluste kleiner oder in etwa genauso groß sind, wie die Verringerung der Gesamtschaltverluste. Wenn das tatsächlich so zutreffen sollte, würde das bedeuten, dass das Einsetzen eines Kernes die Verluste aus dem Modul heraus in den Kern verlagert ohne zusätzliche Verluste zu verursachen. Bei günstiger Auslegung des Kernes könnten die Gesamtverluste sogar trotz der entstehenden Kernverluste reduziert werden. Bei dieser Betrachtung unberücksichtigt blieben bisher die Verluste an der gegenüberliegenden Diode. Allerdings dürften diese sich ebenfalls vermindern, da die Rückstromspitze sich durch die zusätzliche Induktivität verringert.

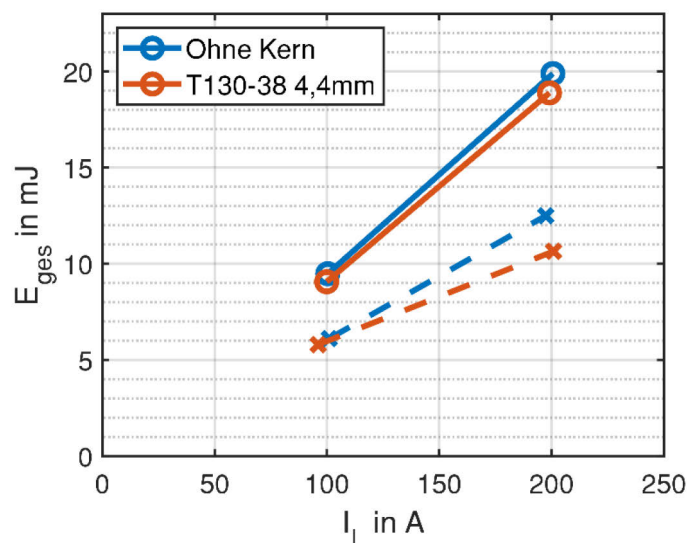


Abbildung 5.19: Gesamtschaltverluste bei  $R_{g,off} = 0 \Omega$  (X) und  $R_{g,off} = 3.9 \Omega$  (O)

## 5.3 Optimierter Realisierungsvorschlag

### 5.3.1 Minimierung der Streuinduktivität des Kerns

Es gibt drei Bereiche, in denen eine Optimierung des hier vorgeschlagenen Dämpfungsgliedes erfolgen kann. Der naheliegendste ist die Optimierung der primärseitigen Streuinduktivität. Hier gibt es ausgehend vom verwendeten Aufbau wohl das größte Optimierungspotential. Die primärseitige Streuinduktivität erhöht die Überspannungsspitze, ohne zur Erhöhung der Dämpfung beizutragen, sie lässt die Dämpfung sogar absinken.

Um die primärseitige Streuinduktivität zu minimieren, muss versucht werden, dass die beiden Kerne um Hin- und Rückleiter den Zwischenraum zwischen diesen Leitern so vollständig wie möglich ausfüllen. Abbildung 5.20 zeigt die Ausgangslage mit einem nichtoptimierten Kern. Durch die Fläche zwischen den Leitern, die hier eine Linie auf der x-Achse ist, treten neben dem Hauptfluss durch die beiden Kerne treten noch Streuflüsse auf. Auch in dem Zwischenraum zwischen Kern und Verschienung bzw. Modulanschluss treten Streuflüsse auf. Diese Streuflüsse in z-Richtung können leicht dadurch minimiert werden, dass der Kern mit der Isolation direkt auf dem Modulanschluss und die Verschienung direkt auf der Kernisolation aufliegt.

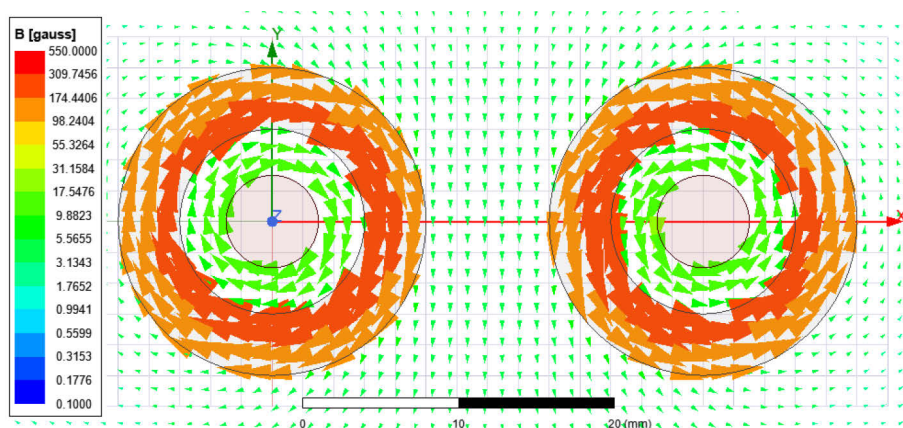


Abbildung 5.20: Flussdichteverteilung nichtoptimierter Ringkern

Um die Streuflüsse in der xy-Ebene zu vermeiden, muss der Leiterdurchmesser knapp unter dem Innendurchmesser des Kerns liegen und der Außendurchmesser des Kerns muss annähernd so groß sein, wie der Abstand der beiden Leiter. Statt des in den Messungen verwendeten Kerns T130-38, der für die Messungen auf 4,4 mm Höhe verkleinert wurde, könnte der in Abbildung 5.21 dargestellte Ringkern verwendet werden.

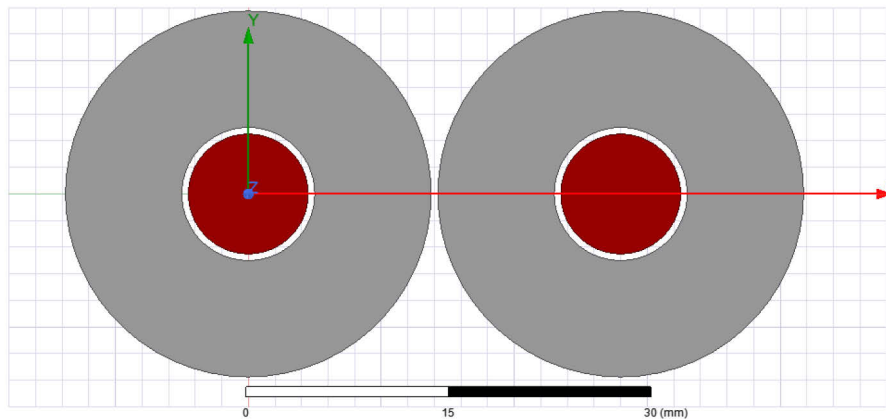


Abbildung 5.21: Optimierter Ringkern

Der Außendurchmesser wurde mit  $27,5 \text{ mm}$  festgelegt und wird durch die Stärke der Beschichtung bzw. Isolation bestimmt, die hier außen mit  $0,25 \text{ mm}$  und innen mit  $0,5 \text{ mm}$  angenommen wurde. Da zwischen den beiden Leitern drei Lagen der Isolierung mit  $0,5 \text{ mm}$  Stärke lägen, wäre bei einer Isolierung bspw. mit der sogenannten Blauen Technik eine Durchschlagsfestigkeit von ca.  $21 \text{ kV}$  gegeben.

Diese Art der Isolierung würde sich als Beschichtung des gesamten Kerns hier besonders eignen, da der Kern dann großflächig mit einem sehr wärmeleitfähigen Material an die Kupferverschienenung angebunden wäre. Der Innendurchmesser wird durch die minimale Höhe und die nötige Induktivität festgelegt. Die Höhe von handelsüblichen Eisenpulverkern kann bis unter einem Millimeter betragen. Wird als Höhe  $1 \text{ mm}$  gewählt, ergibt sich für eine ähnliche Induktivität wie die des verwendeten Kerns ein nötiger Innendurchmesser von  $10 \text{ mm}$ .

Der Leiter selbst sollte dann den größtmöglichen Durchmesser haben, um auch das Streufeld zwischen Leiter und Kern zu minimieren. Bei  $0,5 \text{ mm}$  Isolierung wären das in diesem Fall  $9 \text{ mm}$  Leiterdurchmesser. Dieser kann bspw. aus einer Distanzhülse und einer Schraube oder aus einem entsprechend gedrehtem Werkstück bestehen, dass in das Modul eingeschraubt und auf das die Verschienenung aufgeschraubt wird. Ein so konstruierter Kern würde eine minimale nicht zur Dämpfung beitragende Streuinduktivität verursachen. In dieser Auslegung blieben Sättigungseffekte unberücksichtigt. Wenn diese vermindert werden sollen, müsste der Innendurchmesser und der Leiterdurchmesser vergrößert werden und die Kernhöhe entsprechend angepasst werden.

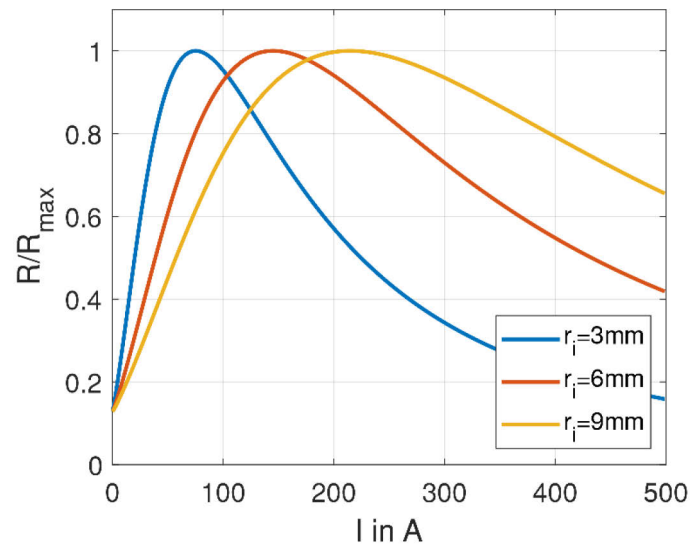
### 5.3.2 Optimierung des Sättigungsverhaltens

Eine weitere Optimierungsmöglichkeit, bietet die Kernform. Wenn es nämlich gelänge einen Kern zu finden dessen Sättigungsverhalten derart gestaltet ist, dass bei Strömen von mehr als einem Viertel des Laststroms Sättigung eintritt, könnten die Verluste reduziert werden, ohne die Dämpfung zu beeinflussen.

Da das Sättigungsverhalten nicht nur vom Material abhängt, sondern auch von der Form des Kerns, kann bei einem in Frage kommenden Material diese Sättigungsgrenze in gewissen Grenzen eingestellt werden. Das Material Mix-38, das von den untersuchten Materialien die besten Dämpfungseigenschaften besaß, könnte für so eine Auslegung in Frage kommen. Es wurden hier bereits bei 200 A und recht großem Kerndurchmesser Sättigungseffekte festgestellt. Eine Anpassung der Kernform, könnte hier also zu Sättigungsverhalten schon bei geringeren Strömen führen und damit die Verluste minimieren helfen.

Über den Kernradius kann die wirksame Feldstärke bei gleicher Induktivität eingestellt werden. Ein kleiner Radius bedeutet eine große Feldstärke und damit eine große Flussdichte. Mit dem Radius kann also eingestellt werden, bei welcher Stromstärke ein Kern in Sättigung geht. Da die Dicke des Rings nicht unendlich klein ist, tritt Sättigung zuerst am Innenradius auf und erst bei größeren Strömen am Außenradius. Das bedeutet über das Verhältnis von Innen- zu Außendurchmesser kann die Sättigungsstromstärke weicher oder härter eingestellt werden.

Die Schwierigkeiten bei der Simulation von nichtlinearem und frequenzabhängigen Verhalten wurden bereits oben angesprochen. Dort wurden in Abbildung 5.4 die qualitativen Verläufe der Verlustwiderstände in Abhängigkeit des Stromes für die verschiedenen Kerne gezeigt. In Abbildung 5.22 wird zur Verdeutlichung des Gesagten anhand des Materials Mix-38 die Abhängigkeit des Verlustwiderstandes vom Strom für verschiedene Kernradien gezeigt. Der Innenradius wurde dafür nur um 0,5 mm kleiner gewählt als der Außenradius, um den Effekt deutlicher zu machen. Diese Verläufe legen nahe, dass es durchaus möglich ist, Kerne mit dem Material Mix-38 so auszulegen, dass sie für Ströme ab ca. 200 A in Sättigung gehen.



**Abbildung 5.22: Stromabhängigkeit des Verlustwiderstandes des Materials Mix-38 bei unterschiedlichen Kernradien**

Eine praktische Überprüfung dieser Annahmen konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Im Ausblick wird allerdings diskutiert, wie eine solche Untersuchung aussehen könnte.



### 5.3.3 Optimierung des Kernmaterials

Die dritte Möglichkeit der Optimierung liegt in der Wahl und in der Herstellung des Materials selbst. In Bezug auf das Material gibt es eine Reihe von Parametern, die sich auf die Verluste und die Permeabilität des Kernes auswirken, das sind im Wesentlichen die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Eisens, die Korngröße, der Füllfaktor, die Art des Binders, der Pressdruck und die Aushärtetemperatur. In [31] wird für den Wirbelstrom-Verlusttangens von Eisenpulverkernen die Gleichung

$$\tan\delta_W = \frac{R_W}{\omega L} = \frac{\pi}{20} \mu_0 \frac{d^2}{\rho} \mu_W f \quad 5.11$$

mit den Parametern

$\mu_W$  – *eff. Permeabilität des Kernels*

$d$  – *Durchmesser eines Eisenkornes*

$\rho$  – *spez. Widerstand des Eisens*

hergeleitet. Diese Gleichung wurde über die Annahme kugelförmiger Eisenkörner hergeleitet und dürfte in erster Linie wohl nur qualitative Aussagen über die Parametereinflüsse zulassen. Insbesondere beruht diese Gleichung auf der Annahme, dass die Frequenzabhängigkeit des Verlusttangens für alle Frequenzen bestehen bleibt, was, was weiter unten noch diskutiert wird, nicht der Fall ist. Wird der spezifische Widerstand von Eisen und Eisen als Werkstoff überhaupt als gegeben angenommen, verbleiben zwei Parameter zur Einstellung des Verlusttangens.

#### Durchmesser:

Über den Korndurchmesser lassen sich die Eigenschaften des Materials am einfachsten einstellen. Größere Eisenkörner bedeuten dabei größere Verluste, da der Verlusttangens quadratisch mit dem Korndurchmesser steigt. Allerdings verändert sich mit der Korngröße auch die Frequenzabhängigkeit der Permeabilität. Bei größeren Körnern kommt es schon bei geringeren Frequenzen zu Feldverdrängung und damit zur Minderung der effektiven Permeabilität. Da mit dieser auch die Verluste abnehmen, gibt es Grund zu der Annahme, dass sich durch die Korngröße das Maximum des Verlusttangens kaum erhöhen lässt. Allerdings kann das Maximum so auf der Frequenzachse verschoben werden. Es ließe sich somit ein Material entwerfen, dass für eine gegebene Grenzfrequenz der parasitären Schwingungen ideal ist.

**Effektive Kernpermeabilität:**

Die effektive Permeabilität eines Kernes bestimmt sich hauptsächlich durch die Permeabilität des Eisens, den Füllgrad und dem Druck beim Pressen des Kernes. Der Pressdruck und der Füllgrad sollte in jedem Fall maximal sein, da die Erhöhung dieser Parameter die Verluste erhöhen dürfte ohne, dass dies Einfluss auf die Feldverdrängung hätte. Das lässt sich auch auf andere Weise deutlich machen, wenn nämlich der Fluss zwischen den Eisenkörnern als Streufluss wahrgenommen wird, der nicht zu den Verlusten beiträgt. Die Grenze für den Füllgrad ist durch die Leitfähigkeit des Binders bestimmt. Sinkt der Übergangswiderstand von Eisenkorn zu Eisenkorn unter einen Grenzwert wirkt das wie eine Vervielfachung der Korngröße und folglich zu einer starken Verschiebung des Verlustmaximums zu niedrigen Frequenzen. Die Permeabilität des Eisens wiederum hat einen Einfluss auf die Feldverdrängung und dürfte daher auch dazu führen, dass sich der für die Dämpfung ideale Frequenzbereich verschiebt. Beeinflusst werden kann die Eisenpermeabilität vor allem durch die Temperaturbehandlung des Kernes.

## **6. Zusammenfassung und Ausblick**

In der bisherigen Arbeit wurden unterschiedliche Dämpfungsverfahren dargestellt und auf Grundlage der vorhandenen Literatur ein eigenes Verfahren entwickelt. Die Ergebnisse der Simulation und der praktischen Untersuchung wurden präsentiert. Die Erkenntnisse sollen nun noch einmal zusammengefasst werden und die Abweichungen zwischen Simulation und Messung diskutiert werden. Abschließend wird ein Ausblick über drei mögliche weitergehende Untersuchungen gegeben.

### **6.1 Zusammenfassung und Fehlerdiskussion**

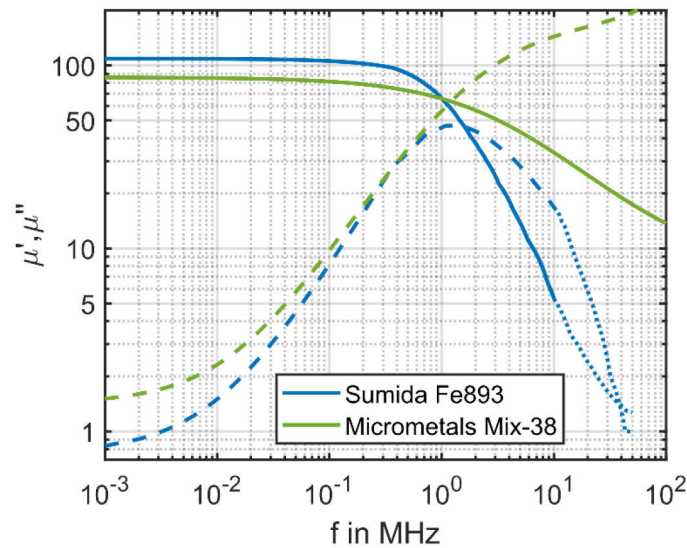
Die obigen Untersuchungen zeigen deutlich, dass eine Schwingungsdämpfung mit Eisenpulverkernen zu guten Ergebnissen führen kann. Es konnte gezeigt werden, dass die Überspannungsspitze nicht übermäßig angestiegen und in grober Näherung proportional zu erreichten Dämpfung ist, wodurch der Trade-Off zwischen Überspannungsspitze und Dämpfung über die Kerngröße gut eingestellt werden kann. Dabei hat sich ein Kernmaterial als optimal für den Anwendungsfall herausgestellt.

Es hat sich allerdings auch gezeigt, dass die gängigen Verlustmodelle für die Beurteilung des hochfrequenten Dämpfungsverhaltens ungeeignet sind. Zwar sind Verlust- und Permeabilitätsmodelle für magnetischen Kernen immer nur eine Näherung für einen bestimmten Kern, für den die Daten zur Modellbildung unter bestimmten Bedingungen erhoben wurden. Das kann allerdings nur die Abweichungen der Induktivität von den Herstellerangaben erklären, die recht moderat ausfiel. Die Abweichung der Verluste vom Modell muss andere Ursachen haben.

Hierbei spielt wohl die Tatsache eine große Rolle, dass oft aus Verlustdaten, die bei Frequenzen im kHz-Bereich gewonnen wurden, die Verluste anhand eines Verlustmodells in den MHz-Bereich extrapoliert werden. Dabei wird im Grunde angenommen, dass bspw. die Wirbelstromverluste bei konstanter Permeabilität für alle Frequenzen quadratisch mit der Frequenz steigen. Das deckt sich auch mit der Wirbelstromtheorie.

Allerdings zeigen alle ferromagnetischen Stoffe bezüglich des Verlaufes der komplexen Permeabilität grundsätzlich ein dieser Annahme widersprechendes Verhalten. Dieses zeichnet sich dadurch aus, dass der Realteil der Permeabilität bis zu einer Grenzfrequenz relativ konstant bleibt. Auch der Imaginärteil ist bei sehr niedrigen Frequenzen nahezu konstant, um dann immer mehr von Wirbelstromverlusten dominiert zu werden und näherungsweise quadratisch mit der Frequenz zu steigen. Ab dem Punkt, bei dem der Realteil der Permeabilität zu sinken beginnt, beginnt auch der Anstieg der Verluste zu stagnieren, um letztlich ab der sogenannten Grenzfrequenz der Permeabilität, also bei Erreichen von etwa zwei Dritteln

der Anfangspermeabilität, zu sinken. Ob der Imaginärteil der komplexen Permeabilität den Realteil übersteigt und in welchem Bereich, hängt dabei vom Material ab.



**Abbildung 6.1: Vergleich unterschiedlicher Verlustmodelle**

Abbildung 6.1 zeigt die komplexe Permeabilität zweier Eisenpulverkerne unterschiedlicher Hersteller. Die komplexe Permeabilität des Materials Mix-38 wurde aus dem Kernverlustmodell und dem Modell für die Frequenzabhängigkeit der Permeabilität berechnet. Der Hersteller erzeugt den Verlauf der komplexen Permeabilität auf Nachfrage ebenfalls aus diesen Modellen.

Im Vergleich dazu ist der Verlauf aus dem Datenblatt des Materials Fe893 dargestellt. Bis zu einer Frequenz von ca. 10 MHz beruht dieser Verlauf auf tatsächlichen Messungen. Es ist sehr deutlich zu erkennen, dass die beiden Verläufe sich ungefähr ab der jeweiligen Grenzfrequenz der Permeabilität unterscheiden. Beim Material Mix-38 steigt die imaginäre Permeabilität weiter mit der Frequenz, zwar jetzt nicht mehr quadratisch, allerdings ist auch kein Wendepunkt zu erkennen. Beim Material Fe893 erreicht die imaginäre Permeabilität kurz nach dieser Grenzfrequenz ein Maximum und fällt anschließend ab, so wie es grundsätzlich auch zu erwarten ist. Wird für den wahren Verlauf der komplexen Permeabilität von Mix-38 ein ähnliches Verhalten angenommen, ließen sich die Unterschiede zwischen Mess- und Simulationsergebnissen sehr gut erklären.

In dieser Arbeit wurde die Dämpfung parasitärer Schwingungen nur an einem Modul untersucht. Es lohnt daher die Überlegung, wie sich die Ergebnisse bei anderen Modulen darstellen könnten. Grundsätzlich konnte gezeigt werden, dass sich das Auftreten der parasitären Schwingungen, deren Frequenz und Ausprägung, mit dem RLC-Ersatzschaltbild gut vorhersagen lässt. Anhand diesem Ersatzschaltbild können daher auch Annahmen gemacht werden, wie andere Module und Aufbauten sich in Bezug auf die parasitären Schwingungen verhalten würden. Für die Dämpfung mit Eisenpulverkernen sind vor allem

zwei Parameter entscheidend, zum einen die Grenzfrequenz des RLC-Reihenschwingkreises und zum anderen der zu schaltende Strom. Nach 2.2 hängt die Grenzfrequenz  $f_0$  umgekehrt proportional zu der Wurzel aus Ausgangskapazität des MOSFET und Streuinduktivität des Kommutierungskreises zusammen. Die Ausgangskapazität hängt in erster Linie mit der Chipfläche zusammen, die wiederum mit dem Einschaltwiderstand  $R_{DS,on}$  und somit dem Nennstrom zusammenhängt. Das bedeutet, dass die parasitären Schwingungen von Hochstrommodulen mit sinkendem Einschaltwiderstand und bei gleicher Streuinduktivität niederfrequenter werden. Näherungsweise gilt dann

$$f_0 \sim \sqrt{R_{DS,on}}. \quad 6.1$$

Die Grenzfrequenz der parasitären Schwingungen rückt also immer näher an oder sogar unter die Frequenz der Stromflanke. Bereits bei dem in dieser Arbeit verwendeten Modul lagen diese beiden Frequenzen für  $R_{g,off} = 0 \, \Omega$  sehr dicht beieinander.

Das stellt grundsätzlich kein Problem für den Einsatz von Eisenpulverkernen dar, da sich das Frequenzverhalten in einem gewissen Bereich verschieben lässt. Das wurde oben bereits diskutiert. Für die Kernverluste könnte das sogar von Vorteil sein. Wenn die Frequenz der Stromflanke wesentlich größer wäre als die der parasitären Schwingung, könnte das Material so ausgelegt werden, dass die Induktivität und damit die Verluste des Kerns bereits stark vermindert sind. Für kleinere Module würde ähnliches gelten, dann würde die Frequenz der Stromflanke weit unterhalb der der parasitären Schwingungen liegen und damit in einem Bereich, wo die Verluste bei passender Materialauslegung ebenfalls stark reduziert sind.

Zusammenfassend kann also gesagt werden, dass die Verhältnisse an dem in dieser Arbeit untersuchtem Modul in dem untersuchten Aufbau in Bezug auf die Kernverluste den schlechtesten möglichen Fall darstellen dürften.

Bleibt noch die Frage zu klären, wie sich größere Ströme auf das Dämpfungsverhalten auswirken würden. Also die Frage ob es ähnlich wie bei Ferritkernen einen Stromstärkebereich gibt, ab dem auch eine angepasste Auslegung die Sättigung nicht mehr verhindern könnte. In dieser Arbeit wurden Sättigungseffekte für das Material Mix-38 mutmaßlich im Bereich von 200 A festgestellt. Wobei die Dämpfung in diesem Bereich noch nicht übermäßig abgeschwächt war.

Wenn die zu dämpfenden Schwingungsamplituden mit einem Viertel des Laststromes angenommen werden, würde es wohl daher ab einem Bereich von 800 A Laststrom zu Sättigungserscheinungen auch im laststromlosen Pfad kommen. Dem kann zum einen durch eine geeignetere Kernform oder geeigneteres

Material entgegengewirkt werden. Zum anderen können die Eisenpulverkerne auch an anderer Stelle im Kommutierungskreis angebracht werden. Bspw. an den Kondensatoranschlüssen.

Aufgrund der üblichen parallelen Anordnung der Kondensatoren könnten dort mehrere Eisenpulverkerne parallel angebracht werden und die Sättigungserscheinungen somit umgangen werden. Wobei in diesem Fall auch der volle Laststrom keine Sättigung hervorrufen dürfte. Zusammenfassend kann wohl davon ausgegangen werden, dass es eine harte Begrenzung in Richtung höhere Ströme nicht gibt und mit geeigneter Auslegung und geeignetem Material auch Ströme bis in den  $kA$ -Bereich möglich sein könnten.

Abschließend soll noch einmal auf das Problem der dynamisch korrekten Stromerfassung angesprochen werden. Die dynamischen Fehler aufgrund der geringen Bandbreite der verwendeten Rogowski-Spulen führen nicht nur zu fehlerhaften Strommessungen, sondern vor allem auch zu fehlerhaften Verlustberechnungen. Mit Hinblick auf die weitere Untersuchung der Kerne auf ihre Verluste wäre eine dynamisch genaue Strommessung Grundvoraussetzung.

Als Faustformel für die Wahl der Bandbreite kann

$$f_{3dB} \geq \frac{2,5}{\tau_A} \quad 6.2$$

gelten.  $\tau_A$  ist hierbei die kleinste auftretende Anstiegszeit. Diese Faustformel kommt der Forderung gleich, dass auch noch die fünfte Harmonische der auftretenden Flanke korrekt erfasst wird. Für das verwendete Modul hieße das, dass eine Strommessung mit einer Bandbreite von mindestens  $100 \text{ MHz}$  erfolgen müsste.

In diesem Bandbreitenbereich kommen eigentlich nur koaxiale Shunt-Widerstände in Frage. Allerdings haben diese einen viel größeren Einfluss auf die Streuinduktivität. Wobei auch das Anbringen einer Rogowski-Spule nicht ohne zusätzliche Streuinduktivität möglich ist. Als Kompromiss könnten Hochfrequenz-Rogowski-Spulen eingesetzt werden, die dank einer optimierten Messschaltung eine Grenzfrequenz von bis zu  $50 \text{ MHz}$  aufweisen.

## 6.2 Ausblick

### 6.2.1 Validierung alternativer Verlustmodelle

Wie bereits diskutiert sind die üblichen Kernverlustmodelle für Eisenpulverkerne zur Beurteilung der hochfrequenten Dämpfungseigenschaften ungeeignet. Es gibt allerdings Hersteller, die den messtechnisch aufgenommenen Frequenzverlauf der komplexen Permeabilität angeben. Zu diesen Herstellern zählt die bereits erwähnte Fa. Sumida, deren Kerne die Anforderungen für eine Schwingungsdämpfung zu erfüllen scheinen.

Interessant wäre dabei, ob sich Simulationsergebnisse auf Grundlage der komplexen Permeabilität mit Messungen im in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau validieren lassen. Das ist vor allem deshalb fraglich, weil die Verlustdaten bei relativ kleinen Flusssichten aufgenommen wurden und auch die Wirbelstromverluste nicht vollkommen linear sind, wie in der Wirbelstromtheorie angenommen.

Wenn diese Art von Verlustmodell plausible Simulationsergebnisse liefern würde, würde das die Auslegung dieser Kerne zumindest für den ungesättigten Fall sehr vereinfachen. Auch eine simulative Abschätzung der Verluste würde dann möglich. Da die von der Fa. Sumida zur Verfügung gestellten Verlustmodelle nur bis 10 MHz angegeben werden, müsste eine Überprüfung anhand eines Versuchsaufbaus mit einer parasitären Schwingfrequenz in diesem Bereich erfolgen. Diese Frequenz lässt sich mithilfe der Streuinduktivität allerdings in einem gewissen Bereich einstellen. Bei positiven Ergebnissen könnte dann die Messung der komplexen Permeabilität auch bei höheren Frequenzen durchgeführt werden. Anhand dieser Daten könnten dann gezielt Messungen im Test-Aufbau durchgeführt werden, um den optimalen Frequenzbereich für bestimmte Kernmaterialien festzustellen.

### 6.2.2 Untersuchung der Kernverluste

Die messtechnische Erfassung der Kernverluste ist eine der größten Herausforderungen bei der weiteren Untersuchung dieser Kerne. Aufgrund der vielfältigen Abhängigkeiten der magnetischen Eigenschaften kann eine realistische Messung der Kernverluste nur im tatsächlichen Anwendungsfall geschehen. Ein Ansatz könnte der in [32] beschriebene sein.

Dabei wird der zu vermessende Kern mit einer Erregerwicklung und einer Messwicklung bewickelt. Über erstere erfolgt über einen Funktionsgenerator und einen Verstärker die gewünschte Erregung. In der zweiten Wicklung wird nur hochohmig die induzierte Spannung mit dem Oszilloskop erfasst. In der Erregerwicklung wird der Strom mittels Stromwandler erfasst. Wird ein unendlicher Leiter durch den Kern und

die Querschnittsfläche des Kerns als klein gegenüber dem Kerndurchmesser angenommen, dann kann die magnetische Feldstärke näherungsweise zu

$$H(t) \approx \frac{N_e i_e(t)}{l_K} \quad 6.3$$

berechnet werden. Wobei  $N_e$  die Wicklungszahl der Erregerwicklung,  $i_e$  der Strom durch diese und  $l_K$  die mittlere Länge des magnetischen Weges ist. Der Flussdichtegradient lässt sich aus dem Induktionsgesetz näherungsweise zu

$$\frac{dB(t)}{dt} \approx \frac{u_m(t)}{N_m A_K} \quad 6.4$$

berechnen.  $N_m$  ist die Wicklungszahl der Messwicklung und  $A_K$  die Querschnittsfläche des Kerns. Die Leistungsdichte ergibt sich aus diesen magnetischen Größen zu

$$p_v(t) = H(t) \frac{dB(t)}{dt} \approx \frac{N_e}{N_m} \frac{1}{l_K A_K} u_m(t) i_e(t) . \quad 6.5$$

Die mittlere Leistung im Kern lässt sich dann mit

$$\bar{P}(t) = \frac{N_e}{N_m} \frac{1}{T} \int_0^T u_m(t) i_e(t) dt \quad 6.6$$

berechnen. Wobei eine Periode  $T$  einen Schaltzyklus mit einem Ein- und einem Ausschaltvorgang umfasst.

Dieser Messaufbau könnte auf den in dieser Arbeit verwendeten Aufbau übertragen werden, wobei nur noch eine passende Sekundärwicklung zur Spannungsmessung auf den entsprechenden Kern gewickelt werden müsste. Dabei sollte in jedem Fall darauf geachtet werden, dass eine ausreichende Wicklungszahl und eine gleichmäßige Wicklungsverteilung gewährleistet ist, damit die sekundärseitige Streuinduktivität minimal ist.

Auf diese Weise könnten die Kernverluste bei interessierenden Strömen, Taktfrequenzen und Tastverhältnissen untersucht werden. Das wäre der nächste Schritt der notwendig wäre, um zu beurteilen, ob die in dieser Arbeit nachgewiesenen Dämpfungseigenschaften auch praktisch nutzbar gemacht werden können.

### 6.2.3 Untersuchung des Sättigungsverhaltens

Wie bereits mehrfach erwähnt, kann die Sättigung dazu führen, dass die Verluste im Kern sinken. Dieser Effekt konnte, wie die Kernverluste überhaupt, in dieser Arbeit nicht untersucht werden. Auch das Auftreten von Sättigung konnte nur angenommen, aber nicht messtechnisch nachgewiesen werden.



Mit dem Messaufbau aus 6.2.2 wäre es möglich die BH-Kurve während des Ein- und Ausschaltvorgangs aufzunehmen. Dazu müsste die an der Sekundärwicklung des Kerns gemessene Spannung integriert werden, um die Flussdichte selbst zu erhalten. Dann könnten unterschiedliche Kernformen eines in Frage kommenden Materials auf das Auftreten von Sättigung untersucht werden.

### III. Literaturverzeichnis

- [1] J. Lutz, H. Schlangenotto und U. Scheuermann, *Halbleiter-Leistungsbaulemente: Physik, Eigenschaften, Zuverlässigkeit/ Josef Lutz. In weiten Teilen aufbauend auf dem Manuskript einer Vorlesung von Heinrich Schlangenotto, gehalten an der Technischen Universität Darmstadt, sowie auf Arbeiten von Uwe Scheuermann*, 2. Aufl. Berlin: Springer Vieweg, 2012.
- [2] D. Schröder, *Leistungselektronische Bauelemente*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [3] Prof. Dr.-Ing. Hans-Günter Eckel, „Vorlesung Leistungshalbleiter“, WS 2018/19.
- [4] A. Schwab und W. Kürner, *Elektromagnetische Verträglichkeit*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011.
- [5] M. Albach, *Induktivitäten in der Leistungselektronik*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2017.
- [6] S. Roth und A. Stahl, *Elektrizität und Magnetismus: Experimentalphysik - anschaulich erklärt*. Berlin: Springer, 2018.
- [7] R. Becker und W. Döring, *Ferromagnetismus*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1939.
- [8] R. Feldtkeller, *Theorie der Spulen und Übertrager*, 3. Aufl. Stuttgart: Hirzel, 1958.
- [9] T. Brander, A. Gerfer, B. Rall und H. Zenkner, Hg., *Trilogie der induktiven Bauelemente: Applikationshandbuch für EMV-Filter, getaktete Stromversorgungen und HF-Schaltungen*, 4. Aufl. Künzelsau: Swiridoff Verlag, 2013.
- [10] ANSYS, „Maxwell Help: Release 2019 R3“.
- [11] P. Beckedahl, Sven Buetow, Andreas Maul, Martin Roebnitz und Matthias Spang, „400 A, 1200 V SiC power module with 1nH commutation inductance“ in 2016.
- [12] Y. Yang, Y. Wen und Y. Gao, „A Novel Active Gate Driver for Improving Switching Performance of High-Power SiC MOSFET Modules“, *IEEE Trans. Power Electron.*, Jg. 34, Nr. 8, S. 7775–7787, 2019.
- [13] H. Huang, X. Yang, Y. Wen und Z. Long, „A switching ringing suppression scheme of SiC MOSFET by Active Gate Drive“ in 2016 *IEEE 8th International Power Electronics and Motion Control Conference (IPEMC-ECCE Asia)* took place 22-26 May 2016 in Hefei, P.R. China, Hefei, China, 2016, S. 285–291.
- [14] N. Fritz, G. Engelmann und R. W. de Doncker, „RC Snubber Design Procedure for Enhanced Oscillation Damping in Wide-Bandgap Switching Cells“ in 2019 *21st European Conference on Power Electronics and Applications (EPE '19 ECCE Europe)*, Genova, Italy, Sep. 2019 - Sep. 2019, P.1-P.10.

- [15] J. vom Dorp *et al.*, „Monolithic RC-snubber for power electronic applications“ in *IEEE Ninth International Conference on Power Electronics and Drive Systems (PEDS)*, 2011: 5 - 8 Dec. 2011, Singapore, Singapore, Singapore, 2011, S. 11–14.
- [16] J. Chen, „Design optimal built-in snubber in trench field plate power MOSFET for superior EMI and efficiency performance“ in *2015 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*: 9 - 11 Sept. 2015, Washington, DC, USA, Washington DC, USA, 2015, S. 459–462.
- [17] M. Hartmann, A. M. Musing und J. W. Kolar, „Switching Transient Shaping by Application of a Magnetically Coupled PCB Damping Layer“ in 2009.
- [18] J. Kim, D. Shin und S.-K. Sul, „A Damping Scheme for Switching Ringing of Full SiC MOSFET by Air Core PCB Circuit“, *IEEE Trans. Power Electron.*, Jg. 33, Nr. 6, S. 4605–4615, 2018.
- [19] I. Josifovic, J. Popovic-Gerber und J. A. Ferreira, „Improving SiC JFET Switching Behavior Under Influence of Circuit Parasitics“, *IEEE Trans. Power Electron.*, Jg. 27, Nr. 8, S. 3843–3854, 2012.
- [20] N. Oswald, P. Anthony, N. McNeill und B. H. Stark, „An Experimental Investigation of the Tradeoff between Switching Losses and EMI Generation With Hard-Switched All-Si, Si-SiC, and All-SiC Device Combinations“, *IEEE Trans. Power Electron.*, Jg. 29, Nr. 5, S. 2393–2407, 2014.
- [21] Micrometals Powder Core Solutions, *Curve Fit: Material Graphs*. [Online] Verfügbar unter: <https://micrometalsapc.com/downloads/MMCurveFitCoefficientsAll20190717.xls>. Zugriff am: 30. Januar 2020.
- [22] K. Simonyi und H. Theil, *Theoretische Elektrotechnik*, 9. Aufl. Berlin: Dt. Verl. der Wiss, 1989.
- [23] D. Kreß und B. Kaufhold, *Signale und Systeme verstehen und vertiefen: Denken und Arbeiten im Zeit- und Frequenzbereich*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH Wiesbaden, 2010.
- [24] Power Electronic Measurements Ltd, „APPLICATION NOTES“, Aug. 2002. [Online] Verfügbar unter: <http://www.pemuk.com/Userfiles/CWT/CWT%20-%20Technical%20notes%20-%200001.PDF>.
- [25] J. Zheng, *Electromagnetic compatibility (EMC) design and test case analysis*, 2019.
- [26] Micrometals Inc., „CORE LOSS INCREASE DUE TO THERMAL AGING“, <https://micrometals.com/file-manager/files/shares/Thermal%20Aging%20Core%20Loss.pdf>. Zugriff am: 9. Februar 2020.
- [27] H. Li und S. Munk-Nielsen, „Detail study of SiC MOSFET switching characteristics“ in *IEEE 5th International Symposium on Power Electronics for Distributed Generation Systems (PEDG)*, 2014: 24 - 27 June 2014, Galway, Ireland, Galway, Ireland, 2014, S. 1–5.
- [28] G. Engelmann *et al.*, „Impact of the Different Parasitic Inductances on the Switching Behavior of SiC MOSFETs“ in *2018 IEEE 18th International Conference on Power Electronics and Motion*

- Control (PEMC): The Budapest Congress and World Trade Center, Budapest, Hungary, 26-30 August, 2018 : proceedings*, Budapest, 2018, S. 918–925.
- [29] J. Wang, H. S.-h. Chung und R. T.-h. Li, „Characterization and Experimental Assessment of the Effects of Parasitic Elements on the MOSFET Switching Performance“, *IEEE Trans. Power Electron.*, Jg. 28, Nr. 1, S. 573–590, 2013.
- [30] Z. Chen, D. Boroyevich und R. Burgos, „Experimental parametric study of the parasitic inductance influence on MOSFET switching characteristics“ in *International Power Electronics Conference (IPEC), 2010: ECCE Asia ; 21 - 24 June 2010, Sapporo Convention Center, Sapporo, Japan, Sapporo, Japan, 2010*, S. 164–169.
- [31] F. Sammer, *Schwingungskreise mit Eisenkernspulen*. Leipzig: Geest & Portig, 1950.
- [32] A. Stadler, *Messtechnische Bestimmung Simulation der Kernverluste in weichmagnetischen Materialien*. @Erlangen-Nürnberg, Univ., Diss., 2009.

## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich versichere hiermit durch eigenhändige Unterschrift, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne die Nutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen entnommen wurden, habe ich als solche kenntlich gemacht. Ich bin mir darüber bewusst, dass bei der Abgabe einer falschen Versicherung diese Arbeit als nicht bestanden gilt.

Ort, Datum Unterschrift